N° d'ordre 381

THÈSE

PRÉSENTÉE DEVANT

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX I

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Philippe HUBERT

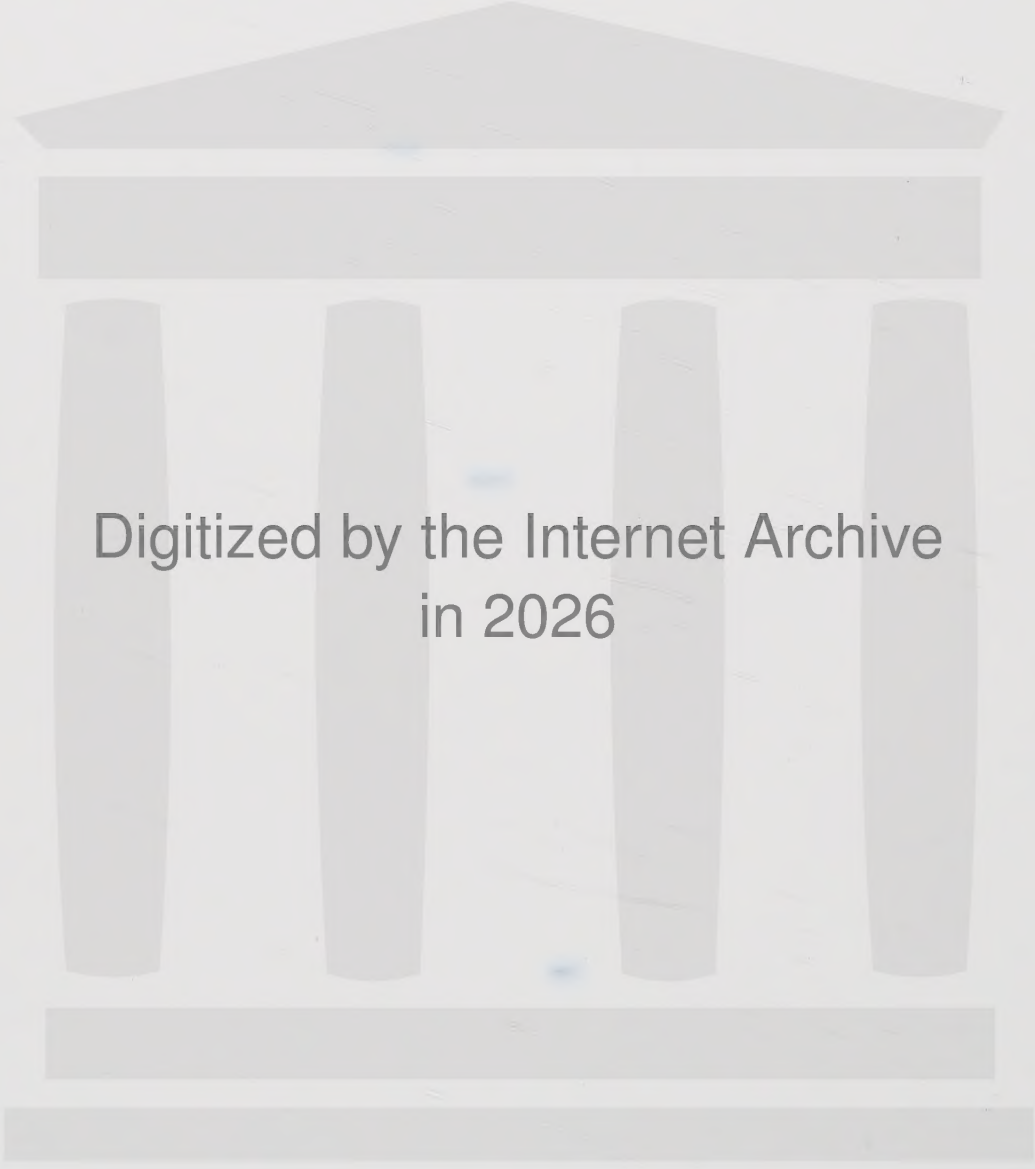
Attaché de Recherche au C.N.R.S.

"ÉTUDE DES ÉTATS EXCITÉS DU NOYAU ^{35}Cl ALIMENTÉS PAR LA RÉACTION DE CAPTURE RADIATIVE ^{34}S (p, γ)"

Soutenue le 1er Décembre 1972, devant la Commission d'Examen :

Président	M. G. N. SIMONOFF, *Professeur.*
Examinateurs	M. J. YOCCOZ, *Directeur Scientifique à l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules.*
	M. C. VAN DER LEUN, *Professeur à l'Université d'Utrecht.*
	M. Y. ABGRALL, *Professeur.*
	M. P. MENNRATH, *Professeur.*

1972


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547317_0013

N° d'ordre 381

THÈSE

PRÉSENTÉE DEVANT

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX I

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Philippe HUBERT

Attaché de Recherche au C.N.R.S.

"ÉTUDE DES ÉTATS EXCITÉS DU NOYAU ^{35}Cl ALIMENTÉS PAR LA RÉACTION DE CAPTURE RADIATIVE ^{34}S (p, γ) "

Soutenue le 1er Décembre 1972, devant la Commission d'Examen :

Président	M. G. N. SIMONOFF, *Professeur.*
Examinateurs	M. J. YOCCOZ, *Directeur Scientifique à l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules.*
	M. C. VAN DER LEUN, *Professeur à l'Université d'Utrecht.*
	M. Y. ABGRALL, *Professeur.*
	M. P. MENNRATH, *Professeur.*

1972

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

N° d'ordre 381

T H E S E

Présentée

A L'UNIVERSITE DE BORDEAUX I

Pour obtenir le grade de

Docteur ès-Sciences Physiques

Par

Philippe HUBERT

" ETUDE DES ETATS EXCITES DU NOYAU ^{35}Cl ALIMENTES PAR LA REACTION DE CAPTURE RADIATIVE $^{34}S(p,\gamma)$ "

Soutenue le 1 Décembre 1972, devant la Commission d'Examen

Président : M. G.N. SIMONOFF

Examinateurs : M. J. YOCCOZ
M. C. VAN DER LEUN
M. Y. ABGRALL
M. P. MENNRATH

- 1972 -

Ce travail a été effectué au Centre d'Etudes Nucléaires de l'Université de Bordeaux I, dans le cadre de l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules.

Je prie Monsieur le Professeur P. MENNRATH de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance. Il m'a accueilli dans son groupe de recherche et, depuis lors, je n'ai cessé de profiter de son enseignement et de son expérience.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur G.N. SIMONOFF pour le soutien qu'il m'a toujours apporté, et pour avoir bien voulu accepter de présider la Commission d'Examen.

Monsieur le Professeur J. YOCCOZ, Directeur Scientifique à l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules, et Monsieur C. VAN DER LEUN, Professeur à l'Université d'Utrecht ont bien voulu s'intéresser à ce travail et faire partie de la Commission d'Examen. Je les en remercie très sincèrement.

Je suis très reconnaissant à Monsieur le Professeur Y. ABGRALL de l'intérêt qu'il a porté à nos résultats et de sa collaboration à leur interprétation théorique. Je le remercie également d'avoir accepté de participer au Jury de cette Thèse.

Les expériences décrites ici ont été réalisées en collaboration étroite avec Mlles M.M. ALEONARD, D. CASTERA et MM. F. LECCIA et A. GUIRAL. Je tiens à les remercier très vivement pour la très grande part qu'ils ont pris à ce travail.

Enfin, je ne saurais oublier tous les membres du Centre, qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de travail.

TABLE DES MATIERES

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I - MODELE UNIFIE ET MODELE DES COUCHES	3
1.1 MODELE UNIFIE	3
1.1.1 Approximation du couplage fort	3
1.1.2 Approximation du couplage intermédiaire	6
1.2 MODELE DES COUCHES	7
1.2.1 Description du modèle	7
1.2.2 Espaces des fonctions d'onde et hamiltoniens	8
CHAPITRE II - TECHNIQUES EXPERIMENTALES	11
2.1 INTRODUCTION	11
2.2 ACCELERATEUR	11
2.3 PORTE-CIBLES	12
2.4 CIBLES	12
2.5 BRUIT DE FOND SUR LES SPECTRES GAMMA	13
2.6 FONCTION D'EXCITATION	15
2.7 SCHEMA DE DESEXCITATION GAMMA DES NIVEAUX RESONNANTS	16
2.8 TECHNIQUE DE MESURE DES VIES MOYENNES	18
CHAPITRE III - NIVEAUX RESONNANTS	22
3.1 RAPPELS BIBLIOGRAPHIQUES	22
3.1.1 Spectre des niveaux liés du ^{35}Cl	22
3.1.2 Fonction d'excitation de la réaction $^{34}S(p,\gamma)^{35}Cl$	22
3.2 FONCTION D'EXCITATION	25
3.2.1 Energie des résonances	25
3.2.2 Force des résonances	28
3.2.3 Fonction d'excitation autour de E_p = 1510 keV	28
3.3 DECROISSANCE GAMMA DES NIVEAUX RESONNANTS	30
3.3.1 Rapports d'embranchement des niveaux résonnants	30
3.3.2 Doublet de résonances E_p = 1165 et 1166 keV	30
3.3.3 Résonance E_p = 1214 keV	33
3.3.4 Désexcitation gamma à E_p = 1510 et 1513 keV	36

3.4 DISCUSSION 36

CHAPITRE IV - NIVEAUX LIES 38

4.1 INTRODUCTION 38

4.2 ENERGIE DES NIVEAUX LIES ET CHALEUR DE REACTION 38

4.2.1 Energie des niveaux liés 38
4.2.2 Chaleur de la réaction $^{34}S(p,\gamma)^{35}Cl$ 38

4.3 RAPPORTS D'EMBRANCHEMENT DES NIVEAUX LIES 40

4.3.1 Résultats 40
4.3.2 Niveau E_x = 3002 keV 40
4.3.3 Niveau E_x = 3162 keV 42
4.3.4 Niveau E_x = 4058 keV 43
4.3.5 Doublet de niveaux E_x = 4173-4177 keV 43

4.4 VIES MOYENNES 44

4.5 DISCUSSION 44

4.5.1 Détermination des éléments de matrice réduits 44
4.5.2 Spin et parité des niveaux liés 47
4.5.3 Résumé des propriétés des niveaux liés du ^{35}Cl 48

CHAPITRE V - DISCUSSION DES RESULTATS 53

5.1 DESCRIPTION DU ^{35}Cl DANS LE CADRE DU MODELE UNIFIE 53

5.1.1 Couplage fort 53
5.1.2 Couplage intermédiaire 56

5.2 DESCRIPTION DU ^{35}Cl DANS LE CADRE DU MODELE DES COUCHES 59

5.2.1 Niveaux de parité positive 59
5.2.2 Niveaux de parité négative 63

RESUME ET CONCLUSION 66

INTRODUCTION

L'étude des propriétés électromagnétiques des états excités des noyaux de la couche 2s-1d a montré que les noyaux de la première moitié de cette couche possèdent des déformations très prononcées, conduisant à des bandes rotationnelles. Les séquences de niveaux, ainsi que l'accélération des transitions de multipolarité E2 semblent assez bien reproduites par les calculs théoriques basés sur les modèles collectifs ou les descriptions microscopiques du type Hartree-Fock ou SU_3. Par contre, pour les noyaux de la deuxième moitié, les descriptions théoriques semblent plus délicates, et, par exemple, l'utilisation du modèle unifié de Bohr et Mottelson n'a conduit qu'à des résultats qualitatifs, que ce soit dans l'approximation du couplage fort ou dans celle du couplage intermédiaire. Toutefois, pour les noyaux de cette région, cette comparaison avec les différents modèles est souvent limitée, étant donné le nombre, assez faible, des résultats expérimentaux. Ceci nous a donc amenés à entreprendre une étude détaillée des propriétés des états excités du noyau ^{35}Cl. Le second objectif de ce travail est de comparer nos résultats expérimentaux avec les prévisions des calculs, très récents, du modèle en couches, effectués à partir d'interactions réalistes et à l'aide de grands espaces de configurations. Ces calculs ayant conduit à de bons résultats pour les noyaux déformés du début de la couche 2s-1d (notamment la description des bandes fondamentales), il était donc intéressant de poursuivre cette comparaison pour les noyaux de la fin de cette couche, pour lesquels les résultats expérimentaux existants indiquent un retour à une forme d'équilibre sphérique.

L'étude des réactions de capture radiative de protons est un moyen très puissant pour obtenir des renseignements sur les propriétés des états excités du noyau composé. En effet, dans le domaine d'énergie de proton inférieur ou de l'ordre de 2 MeV, les résonances observées sont, en général, bien isolées, et les sections efficaces de réaction suffisamment grandes pour permettre les mesures spectroscopiques classiques, telles que les mesures des énergies, rapports d'embranchement, distributions angulaires, vies moyennes, même avec les détecteurs Ge(Li), d'efficacité relativement faible.

Le premier chapitre de ce travail présente une brève description des caractéristiques des différents modèles qui seront utilisés pour le noyau ^{35}Cl. Dans le deuxième chapitre, consacré aux méthodes expérimentales, nous insisterons plus particulièrement sur les différentes techniques mises au point pour améliorer la qualité des spectres des rayonnements gamma de désexcitation. Les résultats expérimentaux se rapportant respectivement aux niveaux résonnants et aux niveaux

liés seront présentés dans les deux chapitres suivants, et, enfin, dans le dernier chapitre, nous comparerons le spectre expérimental et les probabilités réduites des transitions électromagnétiques avec les prévisions des modèles nucléaires.

CHAPITRE 1

MODELE UNIFIE ET MODELE DES COUCHES

1.1 MODELE UNIFIE

1.1.1 Approximation du couplage fort. Le modèle unifié, développé par Bohr et Mottelson (Bo 52, Bo 53) repose essentiellement sur l'hypothèse adiabatique, c'est-à-dire, sur la séparabilité du mouvement nucléaire en modes intrinsèque et collectif. Dans l'approximation du couplage fort, et pour les noyaux A-impairs, possédant une symétrie de révolution ainsi que la symétrie de réflexion par rapport à un plan perpendiculaire à l'axe de symétrie, l'hamiltonien du système est donné par :

$$H = H_{int} + H_{rot} + H_c$$

$$\text{avec} \quad H_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \left[\vec{I}^2 - 2 K^2 \right]$$

$$H_c = - \frac{\hbar}{2\mathcal{J}} \left[I^+ J^- + I^- J^+ \right]$$

où I représente le moment angulaire total du noyau, K et M ses projections respectivement sur l'axe de symétrie et sur un axe fixe de l'espace, J le moment angulaire intrinsèque des nucléons, et $\mathcal{J}$ le moment d'inertie du système.

Les fonctions propres de H_{int}, représentées par χ_K, décrivent le mouvement intrinsèque des nucléons dans un puits de potentiel déformé, et les fonctions propres de H_{rot}, représentées par les D^I_{MK}, la rotation de ce puits. Dans l'hypothèse adiabatique ($H_c = 0$), les fonctions propres de l'hamiltonien $H_{rot} + H_{int}$ sont exprimées sous la forme :

$$\psi^I_{MK} = \sqrt{\frac{2I+1}{16\,\pi^2}} \left[D^I_{MK}\, \chi_K + (-1)^{I+K} D^I_{M-K}\, \chi_{-K} \right]$$

et le mouvement collectif se traduit alors par l'existence de bandes de rotation dont les états ont les moments angulaires :

$$I = K,\ K+1,\ K+2,\ \ldots$$

et les énergies :

$$E = E_{int} + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \left[I(I+1) - 2 K^2 \right]$$

L'hamiltonien H_c caractérise le couplage rotation-particule. Dans la représentation ψ^I_{MK}, pour $K \neq \frac{1}{2}$, les éléments de matrice diagonaux de H_c sont nuls, et ce terme introduit un mélange entre les bandes rotationnelles pour lesquelles les valeurs de K diffèrent d'une unité. Pour $K = \frac{1}{2}$, les éléments de matrice diagonaux contribuent en plus à l'énergie rotationnelle par un terme :

$$\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} a \, (-)^{I + \frac{1}{2}} (I + \tfrac{1}{2}),$$

où a est appelé le paramètre de découplage.

Dans le modèle de Nilsson (Ni 55), l'hamiltonien décrivant le mouvement d'un nucléon dans un puits d'oscillateur harmonique déformé, s'écrit :

$$H_{int} = \overset{o}{H}_0 + H_\delta + C \, \vec{l}.\vec{s} + D \, \vec{l}^2$$

où $\overset{o}{H}_0$ correspond à un oscillateur harmonique isotrope, H_δ caractérise la déformation de l'oscillateur, $C \, \vec{l}.\vec{s}$ est le terme habituel de couplage spin-orbite, et $D \, \vec{l}^2$ un terme permettant d'avoir un potentiel intermédiaire entre celui de l'oscillateur harmonique et celui d'un puits carré.

L'oscillateur harmonique isotrope définit une base complète dont les vecteurs sont représentés par $| N \; l \; \Lambda \; \Sigma >$, où N est le nombre total de quanta de l'oscillateur, $\vec{l}$ le moment orbital du nucléon, $\vec{s}$ le spin intrinsèque du nucléon, Λ et Σ les nombres quantiques de projection respectivement du moment orbital et du spin intrinsèque sur l'axe de la déformation. Chaque état χ_Ω est alors développé sur cette base, avec la contrainte $\Omega = \Lambda + \Sigma$, où Ω est la projection du moment angulaire total sur l'axe de symétrie. Pour les noyaux de la région $8 < N, Z < 20$ les niveaux de particules ainsi déterminés sont représentés sur la fig. 1.1, sur laquelle est porté, en ordonnées, le paramètre de déformation η (ou δ). Chaque orbite est caractérisée par les nombres quantiques Ω, π (parité), ainsi que par les nombres quantiques asymptotiques $[N \; n_z \; \Lambda]$ obtenus dans l'approximation des grandes déformations ($H_\delta >> C \, \vec{l}.\vec{s} + D \, \vec{l}^2$). Les niveaux de particules étant deux fois dégénérés ($\pm \Omega$), nous pouvons placer deux particules, se couplant à J = 0, sur chaque orbite de Nilsson. Il en résulte que pour les noyaux de masse A-impair , le spin du niveau fondamental est donné par la valeur $K = \Omega$ de l'orbite du nucléon célibataire, et les niveaux de la bande fondamentale sont caractérisés par les spins I = K, K + 1, ... etc. Nous noterons enfin, que les paramètres du modèle,

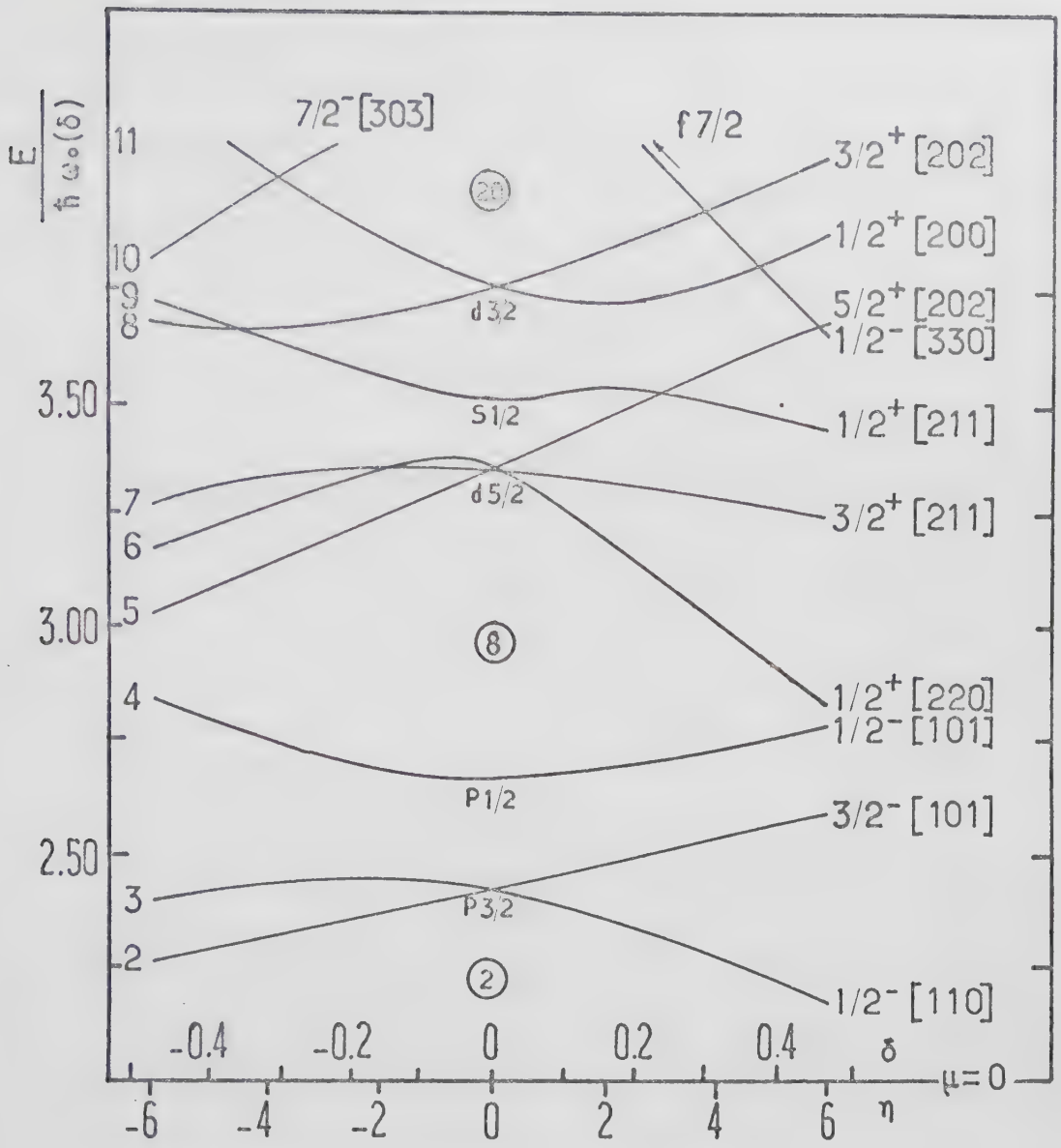


Fig 1-1

Niveaux de particules dans la région $8 < Z < 20$ et $8 < N < 20$
Chaque orbite de Nilsson est caractérisée par les nombres quantiques Ω, π et les nombres quantiques asymptotiques $\left[N n_z \Lambda\right] \cdot \left[Ni\,55\right]$

η et $\mu = \frac{2D}{C}$ sont en général ajustés sur les résultats expérimentaux.

1.1.2 Approximation du couplage intermédiaire. Dans le cadre du modèle unifié, pour les approximations du couplage faible et du couplage intermédiaire, un noyau de masse A-impair peut être décrit par le couplage entre un coeur pair-pair soumis à des vibrations de surface de type quadrupolaire et un extranucléon. L'hamiltonien du système est alors la somme de trois termes (Bo 53, Ch 54, Ru 68) :

$$H = H_S + H_P + H_{int}$$

où l'hamiltonien de surface H_S est pris comme un oscillateur harmonique, l'hamiltonien H_P décrit le mouvement de l'extranucléon dans un potentiel moyen du type modèle en couches, et H_{int} représente le terme d'interaction coeur-particule. Dans le formalisme de seconde quantification on a :

$$H_S = \hbar\,\omega \sum_\mu (b^+_\mu\, b_\mu + \frac{1}{2})$$

$$H_{int} = -\,\xi\,\hbar\,\omega\,(\frac{\pi}{5})^{\frac{1}{2}} \sum_\mu (b_\mu + (-)^\mu\, b^+_{-\mu})\, Y_{2\mu}(\theta,\phi)$$

b^+_μ et b_μ sont respectivement les opérateurs de création et d'annihilation d'un phonon de spin 2 et de composante μ sur un axe Oz de l'espace, ω est la fréquence de l'oscillation de surface, reliée au paramètre de masse B et au paramètre de déformation C du noyau par la relation $\omega = \sqrt{C/B}$. Le paramètre ξ (sans dimension) exprime la force du couplage coeur-particule, et $Y_{2\mu}(\theta,\phi)$ est l'harmonique sphérique d'ordre 2, où θ et ϕ sont les angles polaires de la particule.

L'hamiltonien $H_0 = H_S + H_P$ du système non couplé définit une base complète dont les vecteurs sont représentés par $|\ j\ ;\ NR\ ;\ IM\ >$, où $\vec{j}$ est le moment angulaire de l'extranucléon, N le nombre de phonons, $\vec{R}$ le moment angulaire de la surface, $\vec{I} = \vec{R} + \vec{j}$ le moment angulaire total du noyau et M sa projection sur l'axe z. Les vecteurs propres et les valeurs propres du système couplé sont alors obtenus par diagonalisation de l'hamiltonien total H dans la base des états $|j\ ;\ NR\ ;\ IM\ >$.

Le modèle à couplage intermédiaire a souvent été utilisé, avec succès, pour décrire les propriétés des noyaux de masse A-impair , pour lesquels les spectres des noyaux pair-pairs voisins sont de nature vibrationnelle (voir

Ru 68, Ba 70 et références citées dans ces articles). Notons cependant que le coeur ne possède pas toujours les caractéristiques d'une vibration harmonique pure (par exemple, non dégénérescence du triplet J = 0, 2, 4 à deux phonons quadrupolaires), et dans ce cas, il est nécessaire d'introduire, dans l'hamiltonien de surface H_S, des termes anharmoniques.

1.2 MODELE DES COUCHES

De nombreux calculs du modèle des couches ont été entrepris ces dernières années afin d'essayer d'interpréter les propriétés des noyaux de la couche s-d. Ce regain d'intérêt pour le modèle des couches est basé sur trois raisons principales :

I) Possibilité d'utiliser des interactions réalistes déduites des résultats des expériences de diffusion des nucléons libres.

II) Avènement des grands ordinateurs permettant de calculer différentes observables à l'aide de grands espaces de fonctions d'onde, de comparer les résultats obtenus par différents hamiltoniens et d'effectuer les mêmes calculs pour un grand nombre de noyaux.

III) Intérêt de comparer les résultats de ces calculs microscopiques avec les descriptions macroscopiques des noyaux.

Nous rappellerons donc brièvement, dans ce paragraphe, les principes du modèle des couches, ainsi que les différents espaces de fonctions d'onde et les différents hamiltoniens utilisés pour les calculs dans la couche (s-d).

1.2.1 Description du modèle. Les noyaux ne peuvent pas être simplement décrits comme un système de A nucléons se déplaçant dans un puits de potentiel moyen, et il est nécessaire de tenir compte, pour être plus réaliste, d'interactions résiduelles entre les particules. Dans l'approximation de forces mutuelles à deux corps, l'hamiltonien du système de A nucléons s'écrit :

$$H = \sum_i h_i + \sum_{i<j} V_{ij}$$

où h_i représente l'hamiltonien d'un nucléon dans un puits de potentiel moyen et V_{ij} l'interaction résiduelle.

En général, pour les noyaux de la couche (s-d), le noyau est décrit comme étant composé d'un coeur inerte pair-pair (^{16}O, ^{28}Si ou ^{32}S), et d'extranucléons pouvant occuper différentes orbites disponibles. L'hamiltonien

peut alors se mettre sous la forme (Gl 64) :

$$H = H_b + \sum_{i=1}^{A'} T_i + \sum_{i=1}^{A'} U_i^{(N)} + \sum_{i=1}^{A'} U_i^{(c)} + \sum_{1\leq i<j}^{A'} V_{ij}$$

où A' est le nombre d'extranucléons, H_b donne l'énergie de liaison du coeur, T_i et $U_i^{(N)}$ représentent les énergies cinétique et potentielle nucléaire pour la particule i, et $U_i^{(c)}$ l'énergie coulombienne de la particule i placée dans le champ créé par le coeur et les A'-1 extranucléons. Ce terme d'énergie coulombienne peut être calculé approximativement suivant la méthode décrite par Glaudemans et al. (Gl. 64).

Après les choix convenables d'un espace restreint de fonctions d'onde et d'une interaction résiduelle, le problème est alors de diagonaliser l'hamiltonien effectif :

$$H_{eff} = H - H_b - \sum_{i=1}^{A'} U_i^{(c)}$$

$$= \sum_{i=1}^{A'} T_i + \sum_{i=1}^{A'} U_i^{(N)} + \sum_{1\leq i<j}^{A'} V_{ij}$$

Les valeurs propres conduisent aux énergies des niveaux, et les vecteurs propres sont utilisés pour calculer les moments statiques, les probabilités des transitions électromagnétiques et les facteurs spectroscopiques. Les techniques de calcul, relativement complexes, ont été exposées par plusieurs auteurs (Gl 64, Fr 69). Rappelons toutefois que ces méthodes utilisent le fait que, pour une configuration à plusieurs particules, les éléments de matrice d'opérateurs à deux corps peuvent toujours être exprimés comme une combinaison linéaire d'éléments de matrice correspondant aux configurations à deux particules (Sh 63). Il en résulte que les éléments de matrice de l'interaction résiduelle V_{ij}, pour une configuration à plusieurs particules, peuvent s'exprimer à partir d'un petit nombre d'éléments de matrice à 2 corps, 15 si les couches $2s_{1/2}$ et $1d_{3/2}$ sont disponibles, 63 si les trois couches $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$ et $1d_{3/2}$ sont disponibles.

1.2.2 Espaces des fonctions d'onde et hamiltoniens. Le spectre des états de parité positive des noyaux de la couche s-d est, en général, obtenu en supposant un coeur inerte ^{16}O et des extranucléons dans les orbites $1d_{5/2}$, $1d_{3/2}$ et $2s_{1/2}$. Dans les configurations précédentes, et pour chaque valeur de A, J, T, où J est le moment angulaire total et T l'isospin, les matrices de l'hamiltonien prennent des

dimensions considérables, surtout lorsqu'on traite les noyaux du milieu de la couche (s-d). Avec les techniques actuelles, le calcul exact n'est guère possible que pour les noyaux dont les masses se situent entre A = 18-22 (Ha 71) et A = 34-38 (Wi 71a). Pour traiter les autres noyaux il est alors nécessaire de réduire l'espace de configurations, ce qui se traduit, dans la plupart des cas, à imposer un nombre minimum de particules sur la couche $1d_{5/2}$ (Wi 71b), ou à négliger selon les noyaux considérés les effets des couches $1d_{5/2}$ (Gl 64) ou $1d_{3/2}$ (Ar 68). Une autre façon de tronquer la base, et qui a été utilisée par Soyeur et Zuker dans le ^{28}Si (So 72), est de déterminer, par un calcul préliminaire, les configurations dominantes, et de négliger les plus faibles. Enfin, nous signalerons que, très récemment, Whitehead et Watt (Wh 72a), par une amélioration des techniques de calcul (Wh 72b), ont obtenu le spectre des états de parité positive des noyaux pair-pairs ^{24}Mg, ^{28}Si et ^{32}S à l'aide de l'espace (s-d) complet.

Dans la description du modèle des couches, l'hamiltonien effectif du système nucléaire est composé d'une somme d'un opérateur à un corps et d'un opérateur à deux corps. Les valeurs propres de l'opérateur à un corps, qui définissent l'énergie de liaison des différentes orbites disponibles relativement au coeur utilisé, peuvent être soit déterminées à partir des résultats expérimentaux (notamment de l'énergie des premiers niveaux du noyau ^{17}O), soit considérées comme des paramètres ajustables. Quant aux opérateurs à deux corps, qui définissent l'interaction résiduelle, on peut les classer en deux catégories :

I) Les interactions dites "réalistes", déduites des potentiels de Hamada-Johnston (Ha 62) ou de Tabakin (Ta 65) qui décrivent la diffusion de deux nucléons libres. Pour ces interactions, aucun paramètre n'est utilisé, mais les éléments de matrice à deux corps doivent être renormalisés pour tenir compte des configurations omises dans l'espace choisi.

II) Les interactions dites "phénoménologiques", pour lesquelles les éléments de matrice, considérés comme des paramètres, sont ajustés par moindres carrés sur les résultats expérimentaux. Ainsi Glaudemans et al. (Gl 64), à partir d'un coeur de ^{28}Si et des orbites $2s_{1/2}$ et $1d_{3/2}$ disponibles, ont calculé le spectre des états de parité positive des noyaux de la seconde moitié de la couche (s-d), en ajustant les 15 paramètres de l'interaction résiduelle. Cependant, cette méthode devient très difficile lorsqu'on utilise l'espace (s-d) complet, pour lequel 63 paramètres sont nécessaires. Plusieurs auteurs ont alors recours à une interaction plus simple, l'interaction delta de surface (SDI), définie par l'expression (Ar 66, Gl 67) :

$$V_{SDI}(i,j) = - 4\pi\ A_T\ \delta(\Omega_{ij})\ \delta(r_i - R)\ \delta(r_j - R) + B_T$$

où Ω_{ij} représente les coordonnées angulaires entre les particules i et j, R le rayon nucléaire, T(= 0,1) l'isospin, A_T la force de l'interaction, et B_T est un terme correctif permettant d'améliorer l'accord avec les énergies de liaison et les énergies d'excitation observées expérimentalement. Les éléments de matrice à deux corps correspondant à cette interaction delta de surface sont donc complètement déterminés à partir des quatre paramètres A_0, A_1, B_0 et B_1.

CHAPITRE 2

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

2.1 INTRODUCTION

Les expériences décrites dans ce travail ont toutes été réalisées à l'aide du faisceau de protons de l'accélérateur Van de Graaff de 4 MV du Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan. Un effort particulier a été fait pour améliorer la statistique des spectres des rayonnements gamma de désexcitation, en utilisant, d'une part, des faisceaux très intenses, et en diminuant considérablement, d'autre part, le bruit de fond dû à des réactions parasites. Dans ce travail nous avons utilisé deux détecteurs gamma, un scintillateur NaI(Tl) de 12,7 x 12,7 cm pour la mesure des fonctions d'excitation et une diode Ge(Li) de 60 cm^3 de volume utile pour l'étude des schémas de désexcitation des niveaux résonnants.

2.2 ACCELERATEUR

Après accélération, le faisceau de protons est défléchi par un aimant à 90° dont l'intensité du champ, contrôlée par un dispositif à résonance magnétique nucléaire, sert de mesure d'énergie des particules. Après passage des lèvres de stabilisation et de définition, les protons sont focalisés sur la cible, distante d'environ 5 m, par un doublet de lentilles quadrupolaires. Plusieurs quartz, munis de réticules, placés en différents points, permettent de vérifier l'horizontalité et la focalisation du faisceau. Avant toute expérience, l'ensemble de ces quartz est aligné à l'aide d'une lunette optique.

Deux diaphragmes en tantale, de 5 et 6 mm d'ouverture, chacun d'eux pouvant se déplacer dans un plan perpendiculaire au faisceau, situés à 20 cm l'un de l'autre et à proximité de la cible, permettent de limiter la largeur du faisceau. Sur chaque diaphragme, les courants, mesurés à l'aide de micro-ampèremètres, sont minimisés au début de l'expérience et contrôlés pendant toute sa durée.

Afin d'augmenter la statistique sur les spectres gamma, tout en conservant un temps de mesure acceptable, nous avons utilisé des intensités de faisceau de l'ordre de 50 µA. Pour ces intensités, mesurées sur la cible, le courant sur le premier diaphragme, de 5 mm d'ouverture, était constamment inférieur à 0,5 µA, et celui sur le second diaphragme inférieur à 0,1 µA. Les mesures de l'intensité et de la charge accumulée sur la cible étaient faites à l'aide d'un intégrateur type "Elcor". Cet appareil nous servait également de commande pour toute l'électronique de détection.

Le calibrage en énergie de l'accélérateur a été effectué au moyen des réactions $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$ à E_p = 991,88 ± 0,04 keV (Ro 70), $^{13}C(p,\gamma)^{14}N$

à E_p = 1747,6 ± 0,9 keV (Ma 66) et $^{34}S(p,\gamma)^{35}Cl$ à E_p = 1213,7 ± 1,0 keV (Du 63). La résolution en énergie du faisceau sur la cible était de 0,8 keV pour des protons de 1200 keV.

2.3 PORTE-CIBLES

Le porte-cibles est formé essentiellement d'un demi-cylindre en laiton, sur la partie plane duquel nous pouvons placer simultanément 4 cibles, et un quartz permettant de vérifier le centrage du système. Comme le porte-cibles se déplace suivant un axe vertical, les 4 cibles sont utilisées successivement avant de détruire le vide.

Du fait des fortes intensités utilisées, il a été nécessaire de refroidir les cibles par une circulation d'eau. L'eau, amenée au bas du porte-cibles, circule dans la partie demi-cylindrique, au contact des cibles, et est évacuée dans la partie supérieure. Ce système s'est révélé très efficace, les cibles utilisées pouvant supporter une puissance de 100 W pendant environ 12 h. sans détérioration appréciable.

Le porte-cibles est positionné rigoureusement au centre d'une table de distribution sur laquelle nous avons placé les deux détecteurs gamma NaI et Ge(Li). Chacun de ces détecteurs peut se déplacer radialement et angulairement.

2.4 CIBLES

Nous avons utilisé deux sortes de cibles, réalisées sur des supports d'or de 200 µm d'épaisseur. L'or a été choisi, de préférence au tantale ou au molybdène en fonction de ses propriétés thermiques qui permettent un meilleur refroidissement des cibles.

Les cibles de CdS, enrichies à 46 % en ^{34}S, provenaient de Harwell. Celles-ci, étant légèrement contaminées en fluor, chlore et sodium, nous ont servis uniquement pour les mesures des vies moyennes des états excités du ^{35}Cl.

Les cibles de Ag_2S ont été réalisées au laboratoire, suivant la technique décrite par Watson (Wa 66b). Dans une première étape, nous réalisons, par évaporation sous vide, un film très mince d'argent sur un support d'or. Ensuite, par chauffage au four (≈250° C, atmosphère normale) de quelques grains très fins de soufre (≈200 µg), des vapeurs de soufre se forment qui, en se déposant sur l'argent, réagissent pour donner le composé Ag_2S. Le film d'argent étant très mince, le soufre est en quantité suffisante pour réagir sur toute son épaisseur. Le soufre utilisé, provenant de Oak Ridge, avait la composition isotopique suivante :

^{34}S → 90 %
^{32}S → 9,6 %
^{33}S → 0,4 %
^{36}S → < 0,10 %

Cette technique nous a permis de disposer très facilement d'un ensemble de cibles d'épaisseurs variables, comprises entre 6 et 100 $\mu g/cm^2$.

2.5 BRUIT DE FOND SUR LES SPECTRES GAMMA

L'étude des réactions de capture radiative de protons est souvent rendue difficile par leurs faibles sections efficaces. Il est donc nécessaire, et d'augmenter l'intensité du faisceau de protons, et de diminuer le bruit de fond gamma dû à l'accélérateur, ou à la présence dans les cibles d'impuretés ayant de très fortes sections efficaces de réaction.

Dans cette optique, un mur en béton de 1 m d'épaisseur, placé après les lèvres de définition a permis d'isoler complètement la salle de cibles, et ainsi de supprimer le bruit de fond dû aux rayonnements γ et X produits par l'accélérateur.

Cependant, le fond de rayonnements gamma le plus intense est produit par les réactions parasites $^{19}F(p,\alpha\gamma)^{16}O$, $^{23}Na(p,\alpha\gamma)^{20}Ne$ et $^{23}Na(p,\gamma)^{24}Mg$. Pour pallier cet inconvénient, il a fallu, et purifier les supports de cibles, et éviter toute contamination ultérieure sous l'action du faisceau.

L'élimination du fluor dans les supports de cible se fait en deux étapes. Tout d'abord, les feuilles d'or sont chauffées à environ 90° C, dans un mélange d'acide perchlorique et de silicium en poudre. Le silicium réagit alors avec le fluor pour donner le composé gazeux SiF_4, cette réaction chimique étant favorisée en milieu perchlorique. Les feuilles d'or sont ensuite lavées à l'alcool, puis chauffées ($\approx$900° C) sous vide pendant environ 1/2 heure. Ce procédé s'est révélé très efficace, le taux de fluor, mesuré à la résonance E_p = 873 keV de la réaction $^{19}F(p,\alpha\gamma)^{16}O$, étant négligeable au début des expériences. De plus, nous avons constaté que le traitement chimique diminuait considérablement les traces de sodium, également présentes dans les supports de cible.

Lors des premières expériences, nous avons remarqué dans les spectres gamma Ge(Li) que le taux de fluor augmentait en fonction du temps. Ce phénomène provenant d'une forte contamination de l'accélérateur en vapeurs fluorées, nous avons mis au point un système permettant d'arrêter ces vapeurs avant qu'elles n'arrivent sur la cible. Le dispositif consiste en un tube cylindrique

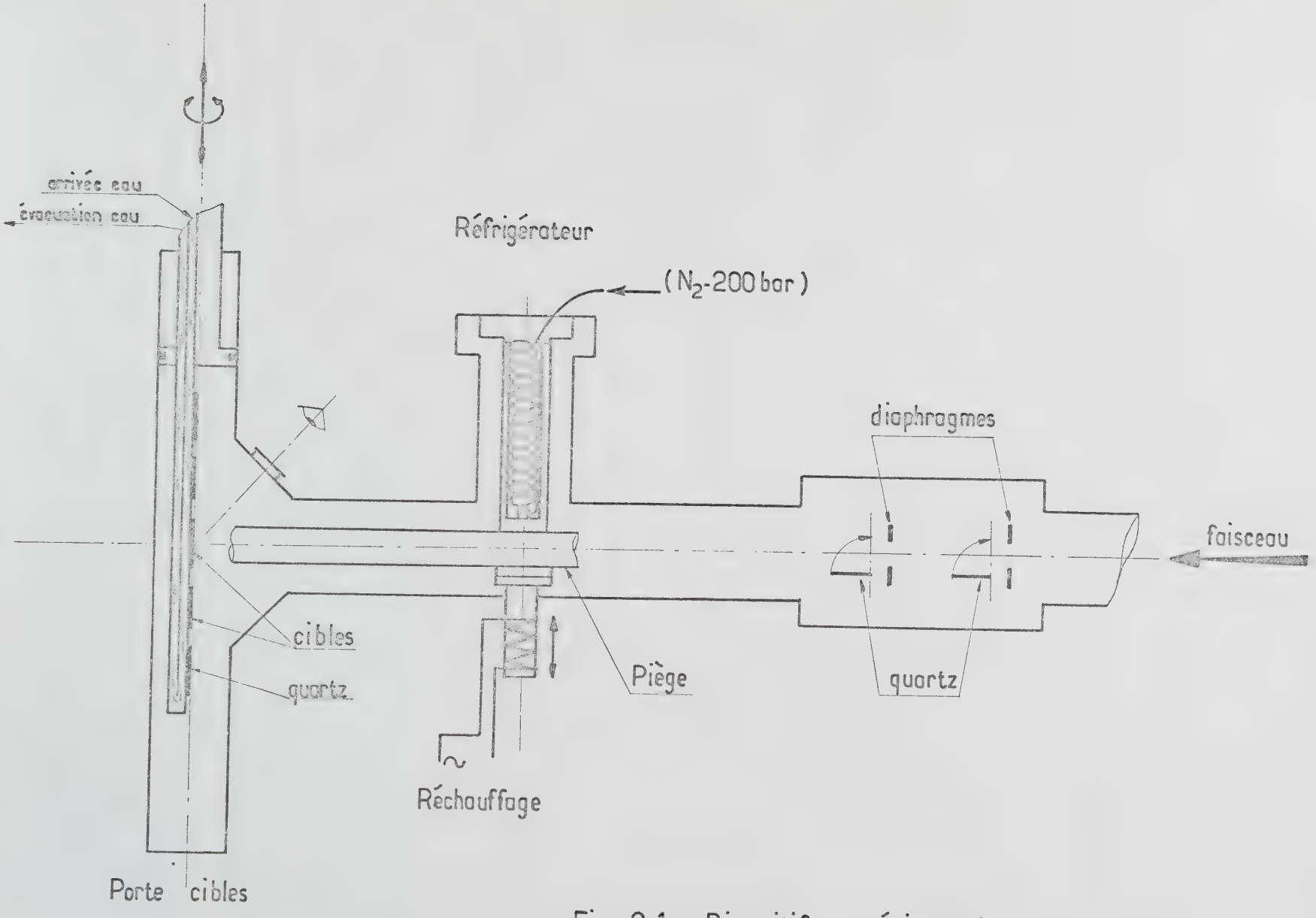


Fig. 2-1 — Dispositif expérimental

de 1 cm de diamètre dans lequel passe le faisceau. Il est placé à 15 mm de la cible, et refroidi à la température de l'azote liquide par l'intermédiaire d'un tube capillaire, à l'intérieur duquel de l'azote se détend d'une pression de 200 bars directement à la pression atmosphérique. Lors d'un changement de cibles, avant de détruire le vide, une petite résistance chauffante (4 W) est amenée au contact du tube cylindrique et permet de revenir, en 10 mn, à la température ambiante. Ce système, de très faible encombrement et pratique d'utilisation, nous a permis de diminuer considérablement la contamination en fluor et carbone provenant de l'accélérateur.

Sur la figure (2.1), nous avons schématisé l'ensemble, porte-cibles, système de piégeage des vapeurs de fluorées et diaphragmes, utilisé dans ces expériences.

2.6 FONCTION D'EXCITATION

La mesure de la fonction d'excitation de la réaction $^{34}S(p,\gamma)^{35}Cl$ a été effectuée avec un détecteur INa(Tl), de dimensions 12,7 x 12,7 cm, placé à 55° par rapport à la direction du faisceau incident et à 3 cm de la cible. Après amplification, les impulsions sont envoyées sur plusieurs discriminateurs d'amplitude avant d'être comptées au moyen d'échelles rapides. Cette chaîne électronique s'est révélée très stable pour les faibles taux de comptage ($\lesssim$ 5000 coups/s) obtenus dans ces expériences.

Un premier discriminateur d'amplitude, placé à 1,15 MeV permettait d'enregistrer l'ensemble des rayonnements gamma émis, y compris ceux correspondant au premier niveau excité du ^{35}Cl, d'énergie 1,22 MeV.

Un second discriminateur, placé à 2,3 MeV, permettait de supprimer les rayonnements gamma de 1,37 ; 1,63 ; 1,97 et 2,17 MeV provenant respectivement des réactions parasites $^{23}Na(p,\gamma)^{24}Mg$, $^{23}Na(p,\alpha\gamma)^{20}Ne$, $^{35}Cl(p,\gamma)^{36}Ar$ et $^{37}Cl(p,\gamma)^{38}Ar$. Ce seuil gamma, nécessaire pour les cibles de CdS, s'est révélé inutile pour les cibles de Ag_2S, pour lesquelles la contamination en sodium et chlore était négligeable.

Enfin, un troisième discriminateur, placé à 6,5 MeV, permettait de supprimer les rayonnements gamma de 6,13 MeV provenant de la réaction $^{19}F(p,\alpha\gamma)^{16}O$, et de mettre en évidence les résonances présentant des transitions γ_0 et γ_1.

Notons que dans le domaine d'énergie de protons utilisé ($E_p \leq 2100$ keV), les voies $^{34}S(p,p'\gamma)^{34}S$, $^{34}S(p,n)^{35}Cl$ sont fermées, et qu'aucun

des niveaux résonnants ne possède une probabilité de décroissance α (Ku 64). Ceci explique les taux de comptage relativement faibles obtenus dans ce travail.

2.7 SCHEMAS DE DESEXCITATION GAMMA DES NIVEAUX RESONNANTS

Les spectres des rayonnements gamma de désexcitation des niveaux résonnants ont été obtenus à l'aide d'un détecteur Ge(Li) coaxial de 60 cm^3 de volume utile, placé à 2 cm de la cible. La chaîne d'analyse comprenait de plus un préamplificateur de charges SAIP, PSC 44, un amplificateur Tennelec, 203 BLR, un convertisseur d'amplitude SAIP, 7047, et un bloc mémoire 4096 canaux, Intertechnique. La résolution en énergie de la chaîne était de 3 keV pour la raie de 1332 keV du ^{60}Co. Pour atténuer le bruit de fond de la salle de cibles, la surface latérale du détecteur était recouverte de 2 mm de cuivre et de 10 mm de plomb.

La courbe d'efficacité relative du détecteur (fig. 2.2) a été établie, dans les mêmes conditions géométriques, à partir des rayonnements gamma des sources étalonnées ^{22}Na, ^{24}Na, ^{56}Co, ^{60}Co, ^{88}Y et ^{208}Tl, ainsi que de ceux de quelques résonances des réactions $^{23}Na(p,\gamma)^{24}Mg$, $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$ et $^{31}P(p,\gamma)^{32}S$.

La courbe d'efficacité pour les pics d'absorption totale a été ajustée par moindres carrés sur la formule :

$$\text{Log } \varepsilon = a(\text{Log } E)^2 + b(\text{Log } E) + c$$

où E représente l'énergie du rayonnement gamma, ε l'efficacité relative, et a, b, c des constantes. L'erreur sur la valeur de l'efficacité relative a été estimée de l'ordre de 10 %. Enfin, l'efficacité absolue est de 12 % celle d'un détecteur NaI de dimensions 7,6 x 7,6 cm.

L'étalonnage en énergie de la chaîne d'analyse a été effectué à partir des rayonnements émis par les sources de ^{60}Co, ^{88}Y et ^{208}Tl (Le 67), ceux émis à la résonance E_p = 992 keV de la réaction $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$ (Ho 70a), ainsi que du rayonnement de 6129,4 ± 0,2 keV (Aj 71) émis par la réaction $^{19}F(p,\alpha\gamma)^{16}O$. La précision obtenue était largement suffisante pour permettre une identification certaine de la quasi-totalité des raies observées.

Les centres de gravité et les surfaces ont été obtenus en supposant un bruit de fond linéaire sous les pics des rayonnements gamma. Cette droite de bruit de fond est calculée en faisant la moyenne sur plusieurs canaux situés de part et d'autre de la raie étudiée.

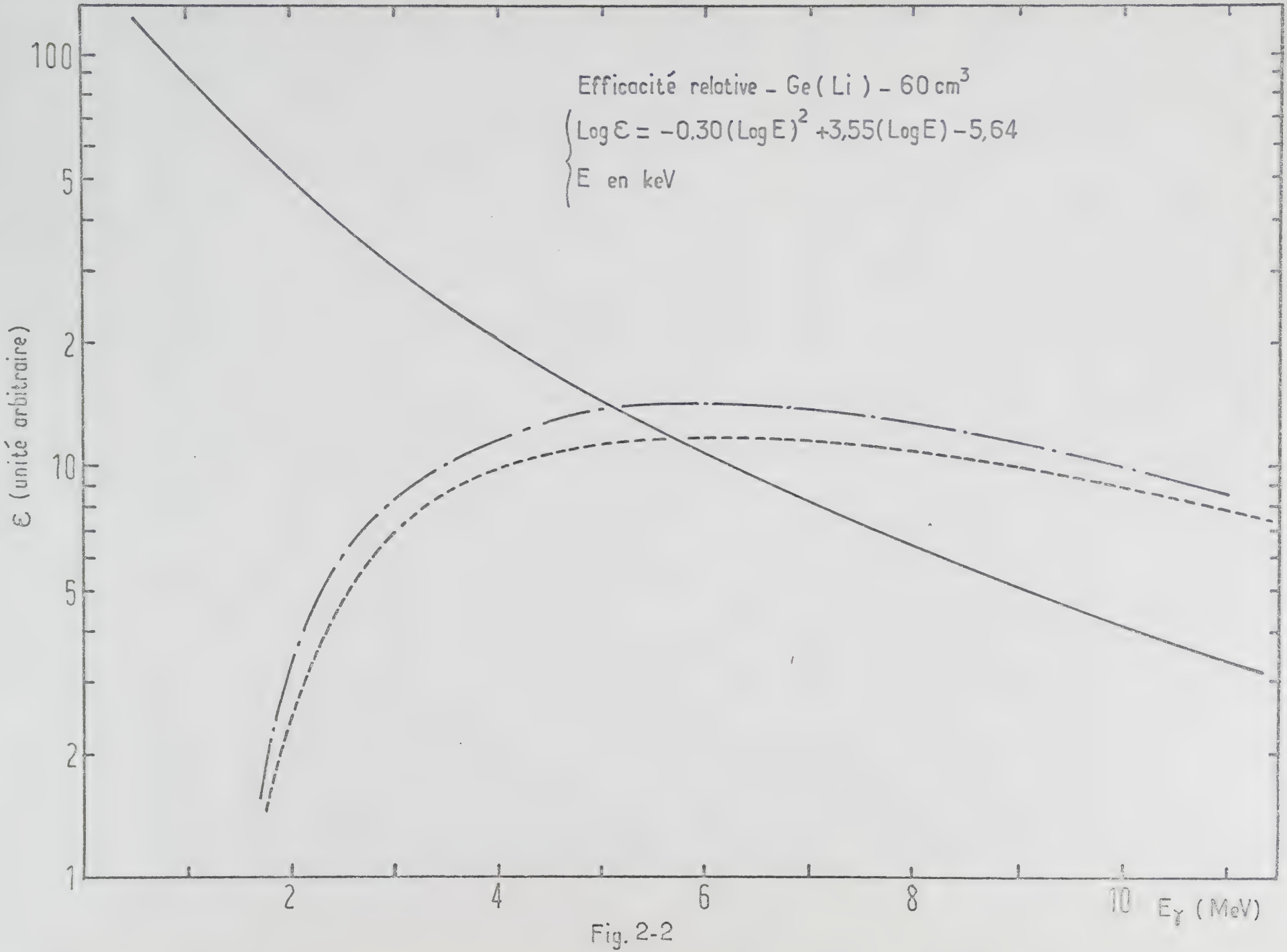

Efficacité relative - Ge (Li) - 60 cm³
Log ε = −0.30 (Log E)² +3,55(Log E) −5,64
E en keV
ε (unité arbitraire)
100
5
2
10
5
2
1
2
4
6
8
10
Eγ (MeV)

Fig. 2-2

2.8 TECHNIQUE DE MESURE DES VIES MOYENNES

Pour mesurer les vies moyennes des niveaux liés, nous avons utilisé la méthode d'atténuation de l'effet Doppler, les niveaux étudiés étant alimentés aux différentes résonances de la réaction $^{34}S(p,\gamma)^{35}Cl$.

Les facteurs d'atténuation $F(\tau)$, définis comme le rapport du déplacement mesuré et du déplacement maximum, ont été obtenus à partir des spectres enregistrés à 0° et 132° par rapport à la direction du faisceau de protons. Les conditions expérimentales étaient les mêmes que celles décrites pour l'étude des schémas de désexcitation des niveaux résonnants, à l'exception de la distance cible - Ge(Li) qui a été choisie de 7 cm afin d'éviter toute correction d'angle solide. Nous avons utilisé indifféremment les cibles de CdS et Ag_2S, choisies d'épaisseurs suffisantes (≈ 100 µg/cm^2) pour que le noyau de recul soit complètement arrêté dans la cible. L'intensité du faisceau a été maintenue autour de 15 µA afin d'éviter toute détérioration des cibles, et l'épaisseur de ces cibles était contrôlée périodiquement en mesurant la largeur de la résonance étudiée.

Pour chaque raie gamma, la position était définie par son centre de gravité, et le déplacement était mesuré par rapport à une raie étalon ($F(\tau) = 0$) provenant des sources radioactives ^{60}Co, ^{88}Y ou ^{208}Tl. L'énergie de la raie étalon était choisie voisine de l'énergie de la raie gamma étudiée ; par exemple, le déplacement de la raie de 1219 keV du premier niveau excité du ^{35}Cl a été mesuré par rapport aux raies de 1173 et 1332 keV du ^{60}Co. Afin de réduire les erreurs statistiques, nous avons effectué, à chaque résonance une série de cinq mesures. De plus, suivant la force des résonances et les valeurs des rapports d'embranchement et des énergies des transitions, les facteurs d'atténuation ont été déterminés sur les différentes transitions issues d'un même niveau, et sur les pics d'absorption totale, de simple et double échappement. Enfin, nous avons toujours vérifié que les transitions issues d'un niveau résonnant possédaient, aux erreurs expérimentales près, le déplacement maximum ($F(\tau) = 1$), calculé à partir de la cinématique de la réaction. Le tableau 2.1, qui rassemble les résultats pour les transitions primaires à différentes résonances, montre un excellent accord avec les déplacements calculés.

La méthode d'analyse a déjà été exposée en détail dans des travaux précédents (Th 70, Al 70). Rappelons toutefois que les courbes des facteurs d'atténuation en fonction de la vie moyenne sont calculées en utilisant la théorie

E_p keV	Transition keV	$F(\tau)$ %
848	7192 → 4177	99 ± 2
	7192 → 3918	99 ± 3
1166	7500 → 4058	98 ± 2
1267	7598 → 2694	96 ± 4
	7598 → 3002	97 ± 4
1416	7743 → 3942	98 ± 2
1454	7780 → 4173	102 ± 2
	7780 → 3918	100 ± 4
1718	8036 → 2694	99.4 ± 1.2
1788	8104 → 3002	97 ± 2
1893	8207 → 1763	98 ± 4

Tableau 2-1

Facteurs d'atténuation mesurés pour les transitions issues des niveaux resonnants

du ralentissement des ions, mise au point par Lindhard et al (Li 63), la diffusion aux grands angles étant introduite dans le calcul suivant la méthode développée par Blaugrund (Bl 66).

La figure 2.3 présente, en exemple, la courbe du facteur d'atténuation en fonction de la vie moyenne, calculée pour la résonance E_p = 1416 keV, dans le cas du ralentisseur Ag_2S. L'étude de la validité du pouvoir d'arrêt a été effectuée en comparant les parcours théoriques et expérimentaux pour différents ions de recul dans différents ralentisseurs (Th 70). Cette étude a notamment montré que, dans le domaine de vitesse ($\frac{v}{c} \approx 2°/_{oo}$) utilisé dans ce travail, la partie nucléaire du ralentissement est bien décrite par la théorie de Lindhard - Blaugrund. Nous avons toutefois tenu compte, dans les valeurs des vies moyennes, en plus de l'erreur statistique, d'une erreur systématique possible de l'ordre de 10 %.

Signalons enfin, que dans le cas d'une alimentation indirecte des niveaux, c'est-à-dire dans le cas où un niveau B, de vie moyenne inconnue τ_B, est alimenté à la fois directement par le niveau résonnant avec une intensité 1, et indirectement par l'intermédiaire d'un niveau A, de vie moyenne connue τ_A, avec une intensité r, le facteur d'atténuation correspondant au déplacement mesuré est calculé par la formule (Th 70) :

$$F(\tau) = \frac{1}{1 + r} \left[F(\tau_B) + \frac{r}{\tau_A - \tau_B} \left(\tau_A F(\tau_A) - \tau_B F(\tau_B) \right) \right]$$

où $F(\tau_A)$, $F(\tau_B)$ sont les facteurs d'atténuation pour les niveaux A et B lorsqu'il n'y a pas d'alimentation indirecte. Cette formule n'est strictement valable que lorsque les distributions angulaires des rayonnements gamma sont isotropes. Dans ces expériences, les résonances ont été choisies de façon à éviter, dans la mesure du possible, toute alimentation indirecte des niveaux. Toutefois, pour le niveau E_x = 2646 keV, alimenté à la résonance E_p = 1165 keV, une faible correction due à une cascade par le niveau E_x = 3942 keV a été effectuée à l'aide de la formule précédente.

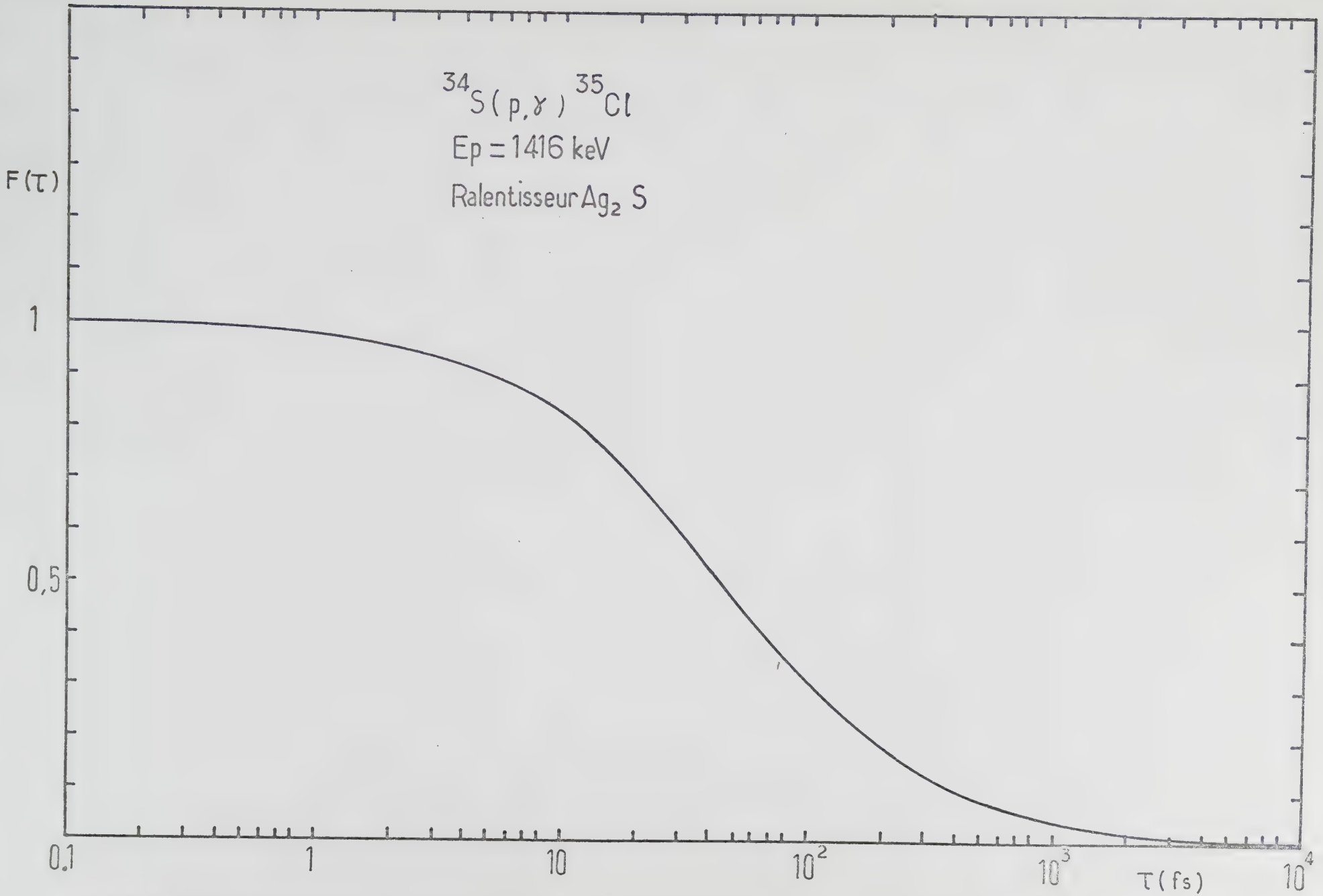


Fig. 2-3—Courbe du facteur d'atténuation en fonction de la vie moyenne calculée pour la résonance Ep = 1416 keV

CHAPITRE 3

NIVEAUX RESONNANTS

3.1 RAPPELS BIBLIOGRAPHIQUES

3.1.1 Spectre des niveaux liés du ^{35}Cl. Au moment où ce travail a été entrepris, seuls les énergies et rapports d'embranchement des six premiers niveaux excités et du niveau E_x = 3942 keV ($J^\pi = 9/2^+$) avaient été mesurés avec précision, par différents auteurs (En 67, Da 67, Le 68, In 69, Du 69, Ta 69, Ta 70, Ho 70b). De nombreux autres niveaux, d'énergie d'excitation supérieure à 3,5 MeV avaient été localisés, avec une précision de l'ordre de 10 à 25 keV, à l'aide des réactions de transfert $^{34}S(^3He,d)^{35}Cl$ (Gr 69, Mo 70) et $^{32}S(\alpha,p\gamma)^{35}Cl$ (Ho 70b), et les rapports d'embranchement de quelques uns obtenus au moyen d'un détecteur INa (Ho 70b). La figure 3.1 présente le spectre établi par ces différents auteurs, et sur le tableau 3.1 nous avons récapitulé toutes les mesures de spin et parité de ces niveaux, ainsi que les valeurs admises.

3.1.2 Fonction d'excitation de la réaction $^{34}S(p,\gamma)^{35}Cl$. La fonction d'excitation de la réaction $^{34}S(p,\gamma)^{35}Cl$ a déjà été mesurée dans le domaine d'énergie E_p = 600 à 1900 keV par Antuf'ev et al. (An 60), poursuivie de 1900 à 3000 keV par Kopanets et al. (Ko 65), puis réétudiée entre 800 et 1400 keV par Dubois (Du 63) et entre 750 et 1250 keV par Hazewindus et al. (Ha 63). Au commencement de ce travail, les schémas de désexcitation gamma de quelques résonances, obtenus par différents auteurs au moyen de détecteurs NaI, étaient également connus (Ha 63, Du 63, An 60, Ta 67, Ko 65, Ko 66a, Ko 66b, Da 67, Ko 67a) et au cours de la réalisation de ce travail, quatre résonances ont été étudiées au moyen de détecteurs Ge(Li), (Wi 71c, Pr 71). Parmi les nombreuses résonances de cette réaction, deux résonances particulièrement fortes, situées à E_p = 1214 et 1510 keV, présentent toutes les caractéristiques de résonances isobariques analogues. De ce fait, les deux niveaux résonnants correspondants ont déjà fait l'objet de nombreuses études expérimentales (An 61, Wa 66a, Ta 67, Wa 67, Wi 71c, Pr 71) et ont été abondamment discutés (En 68, En 69, Ma 70, Ha 70). Notons que la majeure partie des travaux, publiés avant 1967, a été répertoriée dans la compilation de Endt et Van der Leun (En 67).

Les résultats, souvent différents, obtenus par ces auteurs, notamment sur les mesures des énergies et des forces des résonances, ont nécessité, de notre part, une nouvelle étude de la fonction d'excitation, pour des énergies de protons comprises entre 700 et 2100 keV. Pour toutes les résonances observées, nous avons mesuré leur énergie et intensité, et, pour la plupart d'entre elles, nous avons établi le schéma de désexcitation gamma au moyen du détec-

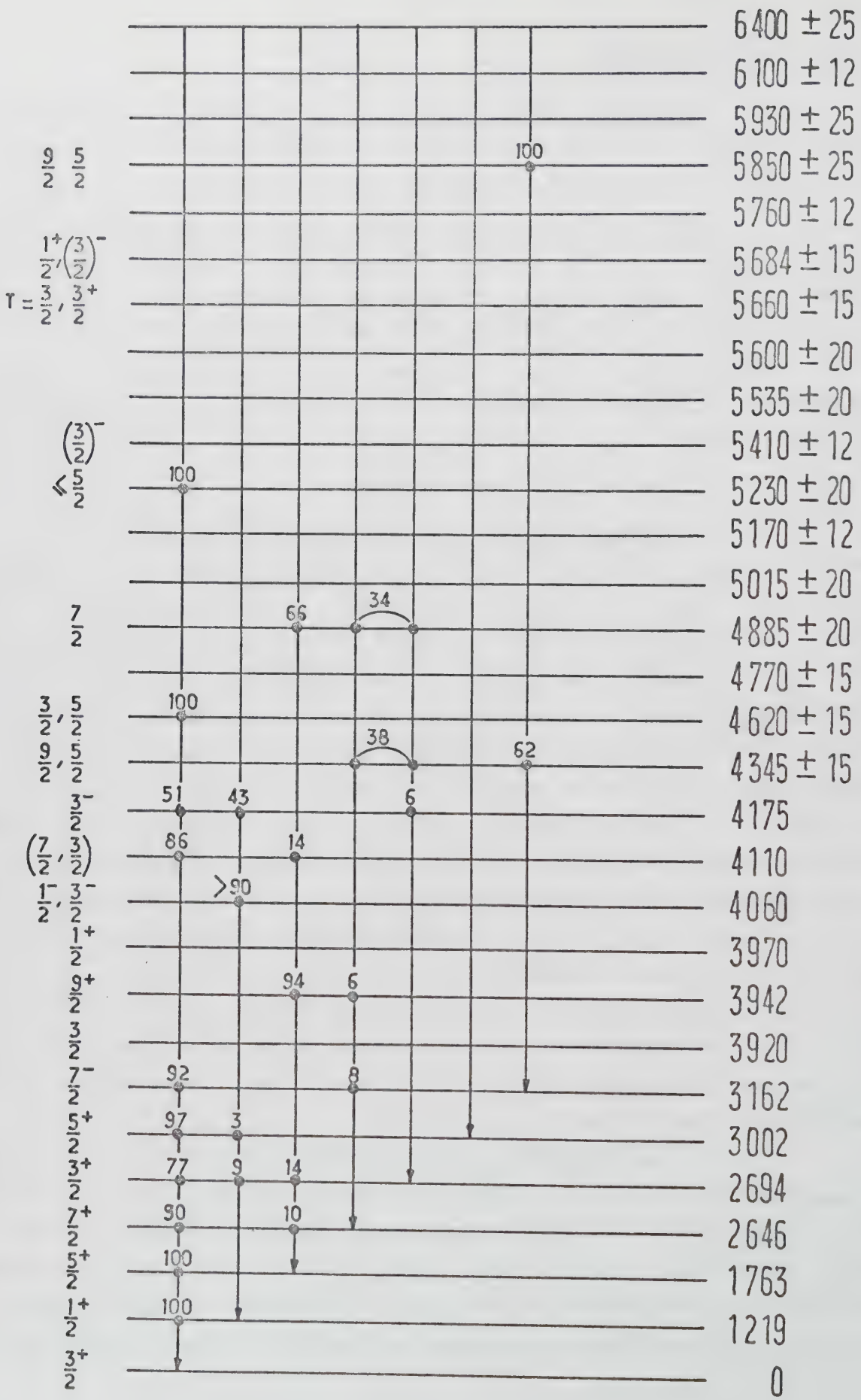


Fig. 3-1—Spectre des états excités du ^{35}Cl
au début de nos expériences

Tableau 3.1

Spin et parité des niveaux liés du ^{35}Cl

Ref.	En 67	Wa 67	Ta 67	Ko 67b	Le 68	An 69	Ba 69	Ni 69	Ta 69	Ho 70b	Ta 70	Da 69	Gr 69	Mo 70	Valeurs admises
Ex (keV)	J^π a)	J^π	J^π	J^π	J	J	J^π	J^π	J^π	J^π	J^π	ℓ_p	ℓ_p	ℓ_p	J^π c)
0	$\frac{3}{2}^+$						$\frac{3}{2}^+$					2	2	2	$\frac{3}{2}^+$
1219	$\frac{1}{2}^+$						$\frac{1}{2}^+$					0	0	0	$\frac{1}{2}^+$
1763	$\frac{5}{2}^+$						$\frac{5}{2}^+$	$\frac{5}{2}$	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{5}{2}$		1,2			$\frac{5}{2}^+$
2646	$\frac{7}{2}$			$\frac{3}{2}^+$			$\frac{7}{2}^+$	$\frac{7}{2}$		$\frac{7}{2}^+$	$\frac{7}{2}^+$	(1)			$\frac{7}{2}^+$
2694							$\frac{3}{2}^+$			$\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$	$\frac{3}{2}^+$		2		$\frac{3}{2}^+$
3002			$(\frac{5}{2})$	$\frac{5}{2}^+$			$\frac{5}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$, $\frac{5}{2}^+$		$\frac{5}{2}^+$	$\frac{5}{2}^+$	3	2	2	$\frac{5}{2}^+$
3162	$\frac{7}{2}^-$	$\frac{7}{2}^-$	$\frac{7}{2}^-$					$\frac{7}{2}^-$			$\frac{7}{2}^-$	3	3	3	$\frac{7}{2}^-$
3918					$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$									$\frac{3}{2}$
3943										$\frac{9}{2}$ b)					$\frac{9}{2}^+$
3967								$\frac{1}{2}^+$					0	0	$\frac{1}{2}^+$
4058													1	1	$\frac{1}{2}^-$, $\frac{3}{2}^-$
4111										$(\frac{7}{2}$, $\frac{3}{2})$					$(\frac{7}{2}$, $\frac{3}{2})$
4177		$\frac{3}{2}^-$	$\leqslant\frac{5}{2}$					$\frac{3}{2}^-$					1	1	$\frac{3}{2}^-$
4347										$\frac{9}{2}$, $\frac{5}{2}$					$\frac{9}{2}$, $\frac{5}{2}$
4627										$\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$					$\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$

a) Compilation de Endt et Van Der Leun (En 67) - b) La parité est positive (In 70) -
c) Pour les autres niveaux voir Ho 70b

teur Ge(Li). L'étude systématique de ces schémas nous a permis de préciser le spectre des niveaux liés du ^{35}Cl jusqu'à une énergie d'excitation de 6 MeV, notamment en mettant en évidence six nouveaux états, et en confirmant l'existence de plusieurs autres.

3.2 FONCTION D'EXCITATION

3.2.1 Energie des résonances. La fonction d'excitation de la réaction $^{34}S(p,\gamma)^{35}Cl$ a été étudiée dans le domaine d'énergie E_p = 700 à 2100 keV avec un faisceau de protons de 8 µA, par pas de 0,5 keV ; chaque point correspondait à une charge déposée sur la cible de 150 µC. L'épaisseur de la cible (20 $\mu g/cm^2$) était contrôlée périodiquement à la résonance E_p = 1214 keV. La fonction d'excitation, obtenue pour des rayonnements gamma d'énergie supérieure à 1,15 MeV est présentée fig. 3.2. Nous pouvons remarquer, sur cette figure, l'absence de résonances parasites dues au fluor, ce qui montre l'efficacité du traitement des supports de cibles, ainsi que du système de piégeage de vapeurs fluorées provenant de l'accélérateur. Toutefois, la présence de la résonance E_p = 1747 keV de la réaction $^{13}C(p,\gamma)^{14}N$ montre que les vapeurs de carbone ne sont pas encore totalement éliminées. Toutes les autres résonances ont été identifiées comme provenant de la réaction $^{34}S(p,\gamma)^{35}Cl$. A l'exception de la résonance à E_p = 1510 keV, qui, comme nous le verrons plus en détail dans le paragraphe 3.2.3, est probablement complexe, toutes ces résonances ont une largeur expérimentale de 2 keV, due à la résolution en énergie du faisceau et à l'épaisseur de la cible ; leur largeur naturelle est donc inférieure à 2 keV. Signalons, enfin, que l'étude des schémas de désexcitation gamma des niveaux résonnants a montré que la résonance à E_p = 1166 keV est en réalité un doublet dont les composantes sont séparées au plus de 1 keV. L'énergie de chacune des résonances observées est reportée dans le tableau 3.2.

Dans le domaine d'énergie E_p = 800 à 1400 keV, nos résultats sont en bon accord avec ceux de Dubois (Du 63), à l'exception d'une résonance supplémentaire que nous observons à E_p = 1362 keV. De plus, une résonance faible (S = 0,05 eV) observée par cet auteur à E_p = 1203 keV et par Watson et al. (Wa 67) à E_p = 1207 keV, n'apparaît pas sur notre courbe d'excitation ; une deuxième recherche de cette résonance, avec un faisceau de 40 µA et une charge de 1 mC par point, s'est également révélée infructueuse.

Dans le domaine d'énergie supérieur à E_p = 1400 keV, nos résultats diffèrent sensiblement de ceux de Antuf'eV et al. (An 60) et Kopanets et al. (Ko 65). Nous constatons suivant les cas des écarts de 1 à 5 keV sur les énergies,

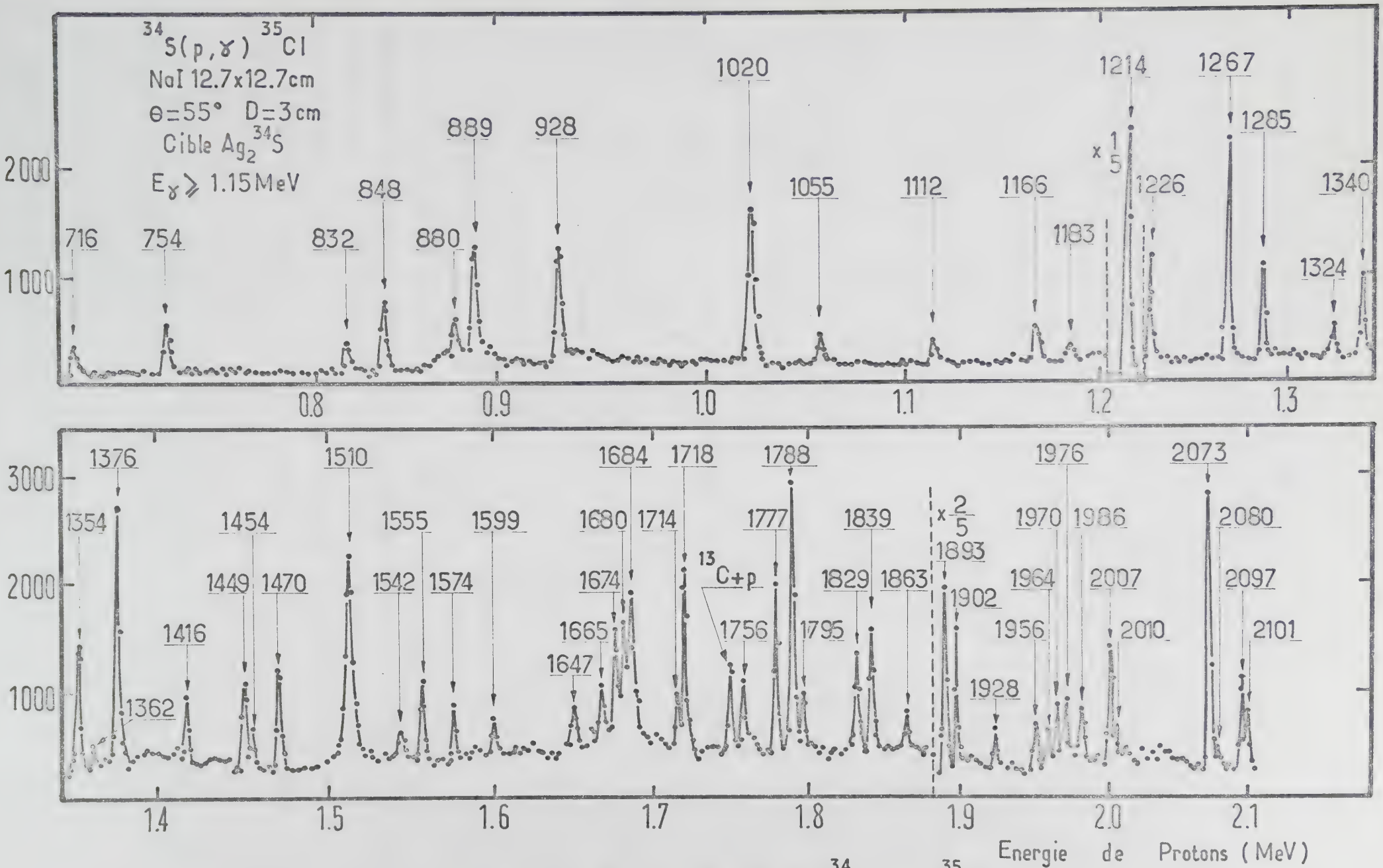


Fig. 3-2 — Fonction d'excitation de la réaction $^{34}S(p,\gamma)\,^{35}Cl$

TABLEAU 3-2

Energie et force des résonances de la réaction $^{34}S(p,\gamma)^{35}Cl$

E_p (keV)	$(2J+1)\Gamma_p\Gamma_\gamma/\Gamma$ [a] (eV)	E_p (keV)	$2(J+1)\Gamma_p\Gamma_\gamma/\Gamma$ [a] (eV)
716.0 ± 0.7	0.2	1598.9 ± 1.3	0.8
754.1 ± 0.7	0.5	1647.3 ± 1.2	1.2
831.5 ± 0.8	0.4	1665.2 ± 1.2	1.5
848.2 ± 0.7	1.1	1673.7 ± 1.1	2.7
880.5 ± 0.8	0.4	1679.7 ± 1.1	4.1
889.0 ± 0.8	1.3	1684.3 ± 1.3	4.5
928.2 ± 0.9	1.4	1714.0 ± 1.1	0.9
1020.4 ± 0.8	3.2	1717.9 ± 1.1	3.5
1054.9 ± 1.0	0.4	1756.0 ± 1.0	1.6
1112.2 ± 1.0	0.3	1776.7 ± 1.1	2.5
1165 [b]	(0.6)	1787.7 ± 1.1	4.2
1183.2 ± 1.1	0.2	1794.8 ± 1.3	1.2
1213.7 ± 1.0	21 ± 3 [c]	1829.1 ± 1.3	2.4
1225.6 ± 1.0	1.5	1839.0 ± 1.2	2.1
1266.5 ± 1.0	3.2	1862.7 ± 1.3	0.8
1285.5 ± 1.1	1.2	1893.2 ± 1.1	8.0
1323.7 ± 1.2	0.5	1901.8 ± 1.1	6.2
1339.8 ± 1.1	1.5	1928.2 ± 1.3	1.9
1353.7 ± 1.1	2.5	1955.9 ± 1.3	1.8
1362.4 ± 1.2	0.4	1694.1 ± 1.4	1.6
1375.7 ± 1.1	3.7	1970.0 ± 1.3	2.4
1415.6 ± 1.2	1.3	1975.6 ± 1.3	2.9
1449.0 ± 1.1	1.5	1986.0 ± 1.3	4.0
1453.6 ± 1.2	0.8	2006.7 ± 1.2	4.2
1469.6 ± 1.2	1.5	2010.5 ± 1.3	1.0
1510 [b]	(11)	2073.5 ± 1.2	14.1
1542.3 ± 1.3	0.5	2080.0 ± 1.4	0.6
1554.9 ± 1.2	1.6	2096.6 ± 1.2	6.4
1574.4 ± 1.2	1.4	2101.0 ± 1.4	3.6

a) Les erreurs sur les forces sont de l'ordre de 50 % pour les résonances faibles (< 1 eV), et 30 % pour les résonances fortes.

b) Doublet de résonances, voir texte.

c) Réf. En 66

et nous observons plusieurs nouvelles résonances.

3.2.2 Force des résonances. La force d'une résonance est définie par la relation $S = (2J + 1)\ \Gamma_p\Gamma_\gamma/\Gamma$ où J est le spin du niveau résonnant, Γ_p, Γ_γ et Γ sont respectivement les largeurs partielles proton, gamma et la largeur totale de ce niveau. Nos mesures de force relative sont déduites des surfaces sous les pics de résonance ; le seuil gamma (1,15 MeV) étant suffisamment bas, nous n'avons effectué aucune correction due aux différents modes de décroissance. Les forces absolues ont été déterminées d'après la valeur S = 21 ± 3 eV mesurée par Engelbertink et Endt (En 66) pour la force de la résonance à E_p = 1214 keV. Nous avons estimé une erreur de l'ordre de 30 % pour les résonances de force supérieure à 1 eV, et une erreur d'environ 50 % pour les résonances plus faibles.

Les résultats, indiqués dans le tableau 3.2, sont en très bon accord avec ceux de Dubois (Du 63, En 67), mais diffèrent totalement de ceux de Antuf'eV et al. (An 60) et Kopanets et al. (Ko 65). Ces différences pourraient s'expliquer par la présence d'impuretés dans les cibles utilisées par ces auteurs.

3.2.3 Fonction d'excitation autour de E_p = 1510 keV. Sur la fonction d'excitation (fig. 3.2), seule la résonance à E_p = 1510 keV présente une largeur totale supérieure à la résolution expérimentale. Compte tenu de cette résolution, nous en déduisons une largeur naturelle Γ de 5,4 ± 0,5 keV, ce qui est en accord avec la valeur de 5,0 ± 0,5 keV mesurée par Watson et al. (Wa 67). Toutefois, la forme de cette résonance laissait supposer l'existence d'un doublet, et une étude plus détaillée a été entreprise avec une cible très mince (6 $\mu g/cm^2$).

Nous présentons sur la fig. 3.3 la fonction d'excitation autour de E_p = 1510 keV correspondant à ces nouvelles conditions expérimentales. Sur cette même figure, nous avons également reporté la résonance E_p = 1214 keV qui a servi à la mesure de la résolution expérimentale. En effet, la largeur naturelle de cette résonance, Γ = 10,5 ± 1,5 eV, déduite des mesures de la largeur proton (Br 71), (Γ_p = 5,8 ± 0,7 eV), et de la force (En 66), (S = 21 ± 3 eV), est négligeable devant la résolution expérimentale. Notre étude met en évidence une résonance large, située à E_p = 1513 keV, sur laquelle apparaît une résonance étroite à E_p = 1510 keV. Nous pouvons remarquer, sur la partie haute énergie de la résonance large certaines irrégularités qui, bien que pouvant être d'origine statistique, se sont reproduites à chaque fois où nous avons tracé cette fonction d'excitation. Ce résultat laisse supposer une structure encore plus complexe et seule, l'étude de cette résonance dans de meilleures conditions expérimentales

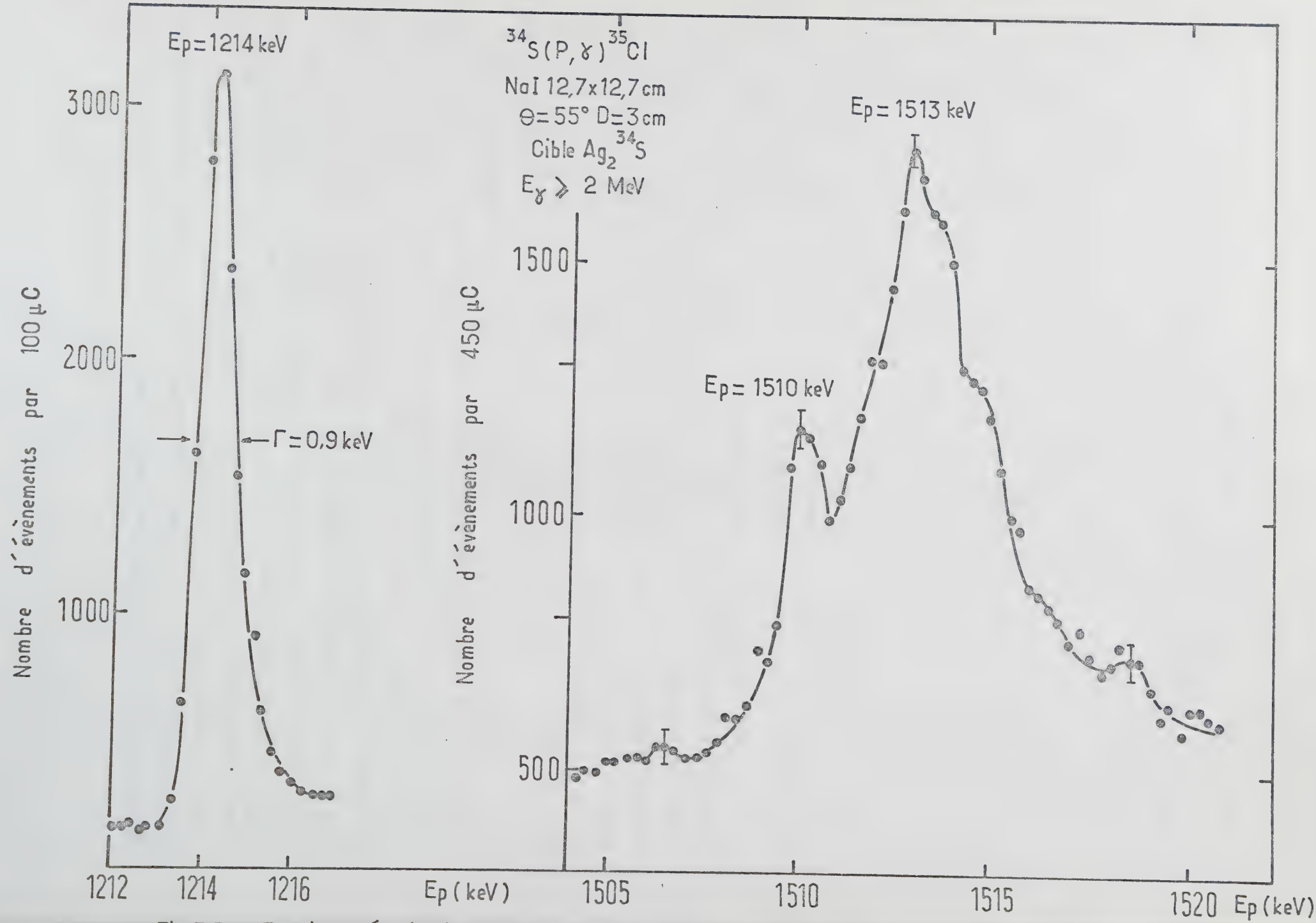


Fig 3.3 Fonctions d'excitation [illegible] Ep = 1214 keV et Ep = 1513 keV

permettrait de lever cette incertitude. Notons enfin que la force de la résonance large à E_p = 1513 keV est S = 10 ± 3 eV.

3.3 DECROISSANCE GAMMA DES NIVEAUX RESONNANTS

3.3.1 Rapports d'embranchement des niveaux résonnants. Les rayonnements gamma de désexcitation de toutes les résonances de la réaction $^{34}S(p,\gamma)^{35}Cl$ observées dans le domaine d'énergie E_p = 700 à 1900 keV, ainsi que ceux de la résonance forte (S = 14 eV) à E_p = 2073 keV ont été enregistrés à l'aide du détecteur Ge(Li) de 60 cm^3 de volume utile.

Tous les spectres, à l'exception de celui de la résonance à E_p = 1214 keV ont été étudiés avec des intensités de faisceau de l'ordre de 50 µA, la charge accumulée variant de 0,3 à 1 C suivant la force de la résonance. Les rapports d'embranchement ont été déduits des spectres pris à 55° par rapport à la direction du faisceau incident. Pour les forts rapports d'embranchement (> 5 %), les erreurs associées, de l'ordre de 10 %, sont principalement dues à l'incertitude sur la courbe d'efficacité relative du détecteur. Ces erreurs atteignent 50 % sur les faibles rapports d'embranchement et proviennent principalement de la faible statistique.

Les résultats, présentés dans le tableau 3.3, montrent la complexité des schémas obtenus, le nombre de niveaux liés alimentés par résonance variant de 4 à 15. Dans cette étude systématique des spectres des rayonnements gamma de désexcitation, nous mettons en évidence six nouveaux niveaux situés respectivement à E_x = 4173,0 ± 0,6 ; 4838 ± 3 ; 4853 ± 2 ; 5587 ± 3 ; 5802 ± 5 et 6489 ± 5 keV, et confirmons l'existence d'un grand nombre de niveaux d'énergie d'excitation supérieure à 4 MeV. A l'exception du niveau de 6489 keV, qui n'est alimenté qu'à la résonance E_p = 1795 keV, tous les autres nouveaux niveaux ont été alimentés plusieurs fois. Notons, enfin, que l'utilisation d'un faisceau de protons de forte intensité, et la diminution du bruit de fond provenant de l'accélérateur et des réactions parasites, ont permis d'observer de nombreuses transitions de faible intensité.

3.3.2 Doublet de résonances E_p = 1165 et 1166 keV. Le spectre des rayonnements gamma, enregistré au sommet de la résonance à E_p = 1166 ± 1 keV, présente une alimentation de niveaux de spin faible (E_x = 1219 keV, $J^\pi = \frac{1}{2}^+$; E_x = 4058 keV, $J^\pi = (\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$) et de niveaux de spin élevé (E_x = 2646 keV, $J^\pi = \frac{7}{2}^+$; E_x = 3942 keV, $J^\pi = \frac{9}{2}^+$). Ce résultat nous a suggéré l'existence d'un doublet de niveaux résonnants. Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons enregistré un deuxième spectre à mi-hauteur de la résonance (E_p = 1165 ± 1 keV). Les rapports

TABLEAU 3-3

Rapports d'embranchement des niveaux résonnants

Résonances			Décroissances gamma, en pourcentages, vers E_x (keV) / $2J^\pi$														
E_p [a] (keV)	E_x [b] (keV)	$2J^\pi$ [c]	0 3^+	1219 1^+	1763 5^+	2646 7^+	2694 3^+	3002 5^+	3162 7^-	3918 3	3942 9^+	3967 1^+	4058 $(1,3)^-$	4111 (3,7)	4173	4177 3^-	Autres Niveaux E_x (%)
716	7063	3,5	48	18	16	3	6	2	6				1				
754	7100	$1^+, 3, 5^+$	11	67	4		13	3		2							
832	7175	$1, 3, 5^+$	40	16			4			2		10	24				6102(4)
848	7192	1^+ [d]		72						5		2	3			15	4853(2), 5008(1)
881	7223	3 [d]	58		8		10	3		1					7		5214(6), 5400(1), 5651(1), 5682(2), 6102(3)
889	7231	5^+ [d]	93	2		2	2									1	
928	7269	1 [d]	69	23			1					1	1			0,5	4838(1), 5008(1,5), 5400(0,5), 5754(1,5)
1020	7358	3 [e]	10	70	10			0,5		0,5		3	3			1	4838(1), 5008(0,5), 5651(0,5)
1055	7392	$5^+, 7, 9^+$				10		14	49		8			9			4347(10)
1112	7448	$1^+, 3, 5$		73	4		8	10		5							
1165	7499	$\geqslant 5$			7	55		13			25						
1166	7500	$\leqslant 7$		20									70				6102(10)
1183	7517	$5^+, 7, 9$			20	3			68		2						4347(2), 5587(3), 5598(2)
1214	7546	7^- [f]	0,2		0,3	0,5		1,8	95								4769(1,5), 5587(0,2), 5645(0,5)
1226	7558	$\leqslant 5$	36	36			21			1			5			1	
1267	7598	5 [g]	31	1	2	1,5	19	9	4				1,5		2	2	4625(2), 4769(1), 4838(2), 4881(2), 5163(2)
1285	7616	$3^-, 5$	80		10				3				1			3	5214(3)
1324	7653	$\leqslant 5$	57									2	32			1	4838(3), 5651(1), 5682(1), 6102(3)
1340	7669	5,7	2		57	14		8	4						4		4347(6), 4881(1), 5163(4)
1354	7683	3,5	72	1				9					6		5	2	5214(0,5), 5400(2), 5598(2), 5754(0,5)
1362	7691	$\leqslant 7$	96					2					1				5598(1)
1376	7704	$3^+, 5$	88	1		4		1						1			4838(1), 5651(4)
1416	7743	$5^+, 7, 9$			2	43			18		12			5			4769(1), 4881(19)
1449	7775	3,5	16	13	46	2	7	4					1			7	4769(2), 4838(2)
1454	7780	5,7			20	9			5	10			1	3	40		4347(2), 4769(7), 5214(1), 5400(1), 5587(1)
1470	7795	$\leqslant 5$	85	9													4853(0,5), 5008(2), 5400(2), 5651(1), 5754(0,5)
1513	7834	h)	27	27				4					2		3	35	5214(1), 6102(1)

TABLEAU 3-3 (suite)

Résonances			Décroissances gamma, en pourcentages, vers E_x (keV) / $2J^\pi$														
E_p a) (keV)	E_x b) (keV)	$2J^\pi$ c)	0 3^+	1219 1^+	1763 5^+	2646 7^+	2694 3^+	3002 5^+	3162 7^-	3918 3	3942 9^+	3967 1^+	4058 $(1,3)^-$	4111 (3,7)	4173	4177 3^-	Autres Niveaux E_x (%)
1542	7866	$1^+, 3, 5$	62	12	18										4		5008(4)
1555	7878	$3, 5, 7^+$	9		31		30	10		2			1	4			4625(1), 4838(3), 5651(9)
1574	7897	$3^-, 5$	3		77				4				2		6	8	
1599	7921	$1, 3, 5^+$	48	28	1		12			1		1	1		6	2	
1647	7968	$5, 7, 9^+$			21	22		5	13					2	6		4347(8), 4769(6), 4881(9), 5214(3), 5587(2), 5645(3)
1665	7985	$1, 3, 5^+$	36	62													5651(1), 6102(1)
1674	7993	$3^-, 5$	87		1				6							3	5400(3)
1680	7999	$5^+, 7$	1		76	2					2				8		4769(8), 5645(3)
1684	8004	$5, 7^+$	60		20			3	17								
1714	8033	$\leqslant 5$	2	56	5		5						11			15	5802(6)
1718	8036	$1^+, 3, 5^+$	9	6	17		61	3					4				
1756	8073	$3, 5, 7$	1		53			2						2	7		4769(4), 4881(2), 5163(1), 5214(7), 5587(11), 5645(10)
1777	8093	$5, 7^+$	40		9	17	5		5	3			2				4769(1), 4838(3), 5163(2), 5214(1), 5598(6), 5645(5), 5802(1)
1788	8104	$3, 5^+$	40	35	3		8	8				3	0,5			1	4838(0,5), 4853(0,5), 5598(0,5)
1795	8111	$1^+, 3, 5^+$	26	32	6		17					5			5		5598(3), 6489(6)
1829	8144	$\leqslant 5$	63	15			3			3		1	3			9	5008(2), 5682(1)
1839	8154	5,7	4			50		4	9					7	8		5214(8), 5587(7), 5645(3)
1863	8177	$3, 5, 7$	8		68		3	4	8								4625(9)
1893	8207	5 i)	76	3	16		1	1		1			2				
1902	8215	5 i)	47				4	5	44								
2073	8382	5 j)	3		34	5	1	25		24				8			

a) Nos résultats (voir tableau 3-2).

b) Calculée avec la valeur Q = 6367,4 ± 1,6 keV mesurée dans ce travail.

c) Nos résultats, sauf indication contraire.

d) An 60 e) Ta 67 f) An 61, Ta 67

h) Résonance complexe (voir paragraphe 3-2).

g) Wi 71C i) Ko 66a j) Ko 67a

d'embranchement obtenus dans ce cas sont très différents, l'alimentation des niveaux de spin élevé étant fortement favorisée par rapport à celle des niveaux de spin faible. Il existe donc un doublet de résonances dont l'énergie des composantes diffère au plus de 1 keV. Les schémas de désexcitation correspondants sont reportés dans le tableau 3.3.

3.3.3 Résonance à E_p = 1214 keV. Le spectre des rayonnements gamma de désexcitation du niveau résonnant, E_x = 7546 keV, pris à 55° par rapport à la direction du faisceau incident, est présenté fig. 3.4. Le schéma de désexcitation, obtenu à partir des mesures d'énergie et d'intensité des raies gamma est reporté sur la fig. 3.5.

Les propriétés de ce niveau ($J^\pi = \frac{7^-}{2}$), identifié comme l'analogue du niveau de 1,99 MeV ($J^\pi = \frac{7^-}{2}$) du ^{35}S, ont déjà fait l'objet de nombreux travaux, notamment par Prosser et Harris (Pr 71) qui ont établi le schéma de désexcitation à l'aide d'un détecteur Ge(Li) de 80 cm^3 de volume utile. Dans leur travail, ces auteurs mettent en évidence une transition faible vers le niveau fondamental (transition M2, ΔT = 1, de 3,0 unités Weiskopf), dont l'existence est confirmée par notre travail. De plus, afin d'expliquer la présence de quelques raies gamma, ces auteurs proposent deux nouveaux niveaux à E_x = 4769 et 5645 keV, dont l'existence est également confirmée par notre spectre. Enfin, sur chacun des deux spectres, nous constatons la présence de deux raies faibles situées à E_γ = 1219 et 1263 keV. Pour tenter de les expliquer, Prosser et Harris proposent l'existence d'un nouveau niveau à E_x = 4382 keV. Selon ces auteurs, ces deux raies correspondraient respectivement aux transitions 5645 → 4382 keV et 4382 → 3162 keV. Cependant cette explication nous semble peu probable, car le niveau de 5645 keV est alimenté plus fortement à plusieurs autres résonances et nous n'avons jamais observé la raie de 1263 keV. Signalons également que dans notre travail, l'intensité de la raie de 1219 keV est environ deux fois plus faible que celle de la raie de 1263 keV, alors que selon le schéma de Prosser et Harris, l'intensité de la raie de 1219 keV devrait être la plus importante.

D'autre part, Prosser et Harris n'ont pu identifier deux pics, situés à 1824 et 5211 keV. Le premier n'apparaît pas sur notre spectre, quant au second, que nous situons à 5215 ± 2 keV, il ne nous a pas non plus été possible de l'identifier.

Enfin, nous pouvons constater, sur la fig. 3.4, la présence d'une raie d'énergie E_γ = 1959 keV correspondant à une alimentation faible du

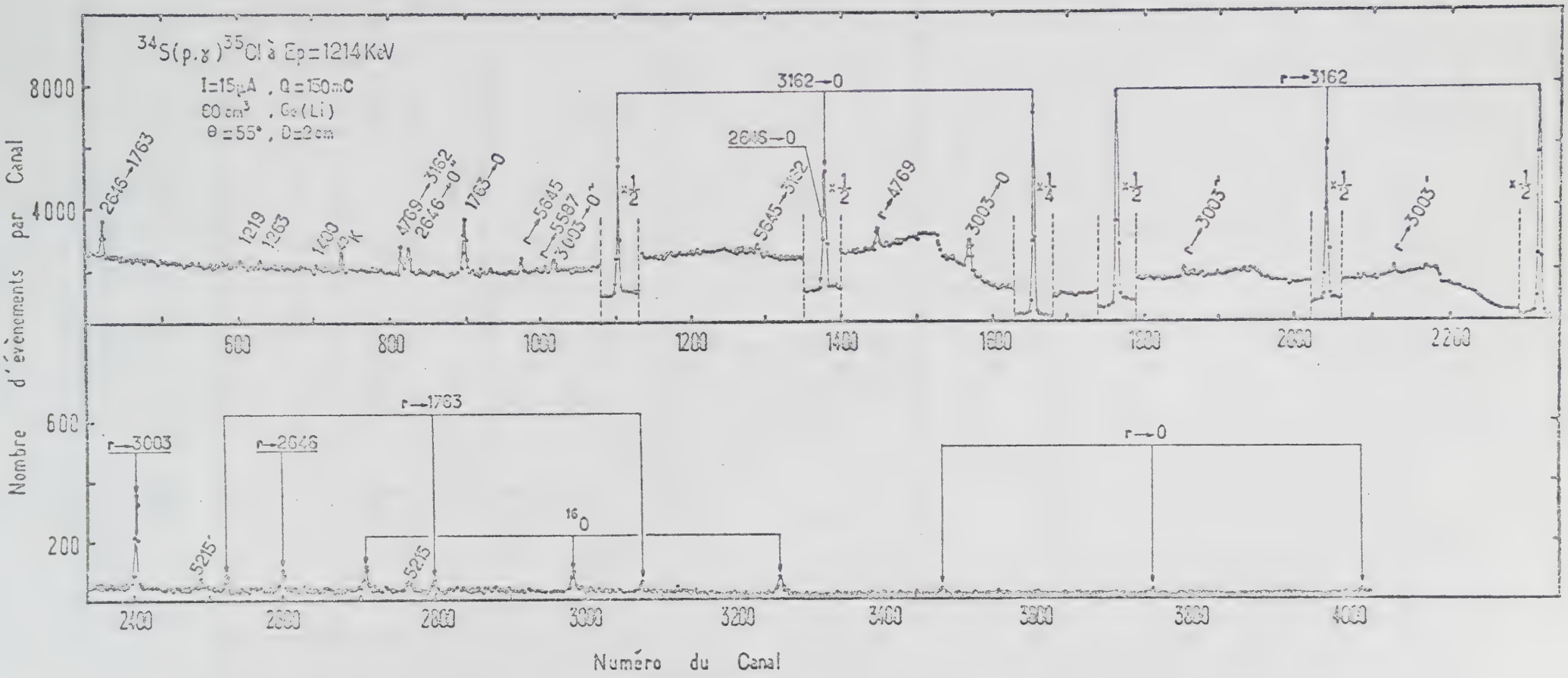


Fig. 3-4

Spectre des rayonnements γ émis à la résonance E_p = 1214 keV. Les pics de simple et double échappement sont respectivement accompagnés de symboles ' et ".

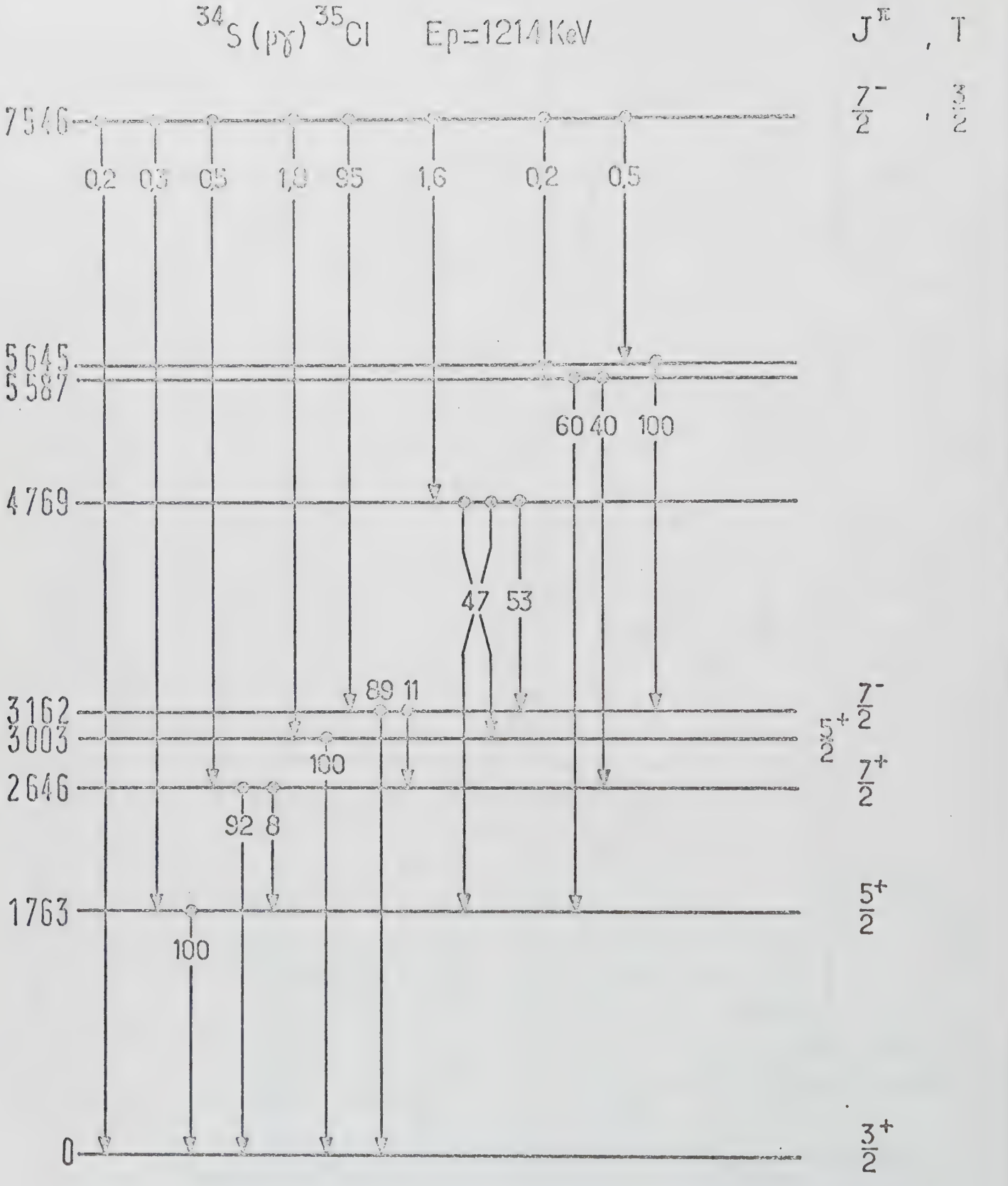


Fig. 3-5

Rapports d'embranchement des niveaux alimentés
à la résonance Ep = 1214 keV

niveau E_x = 5587 keV.

3.3.4 Désexcitation gamma à E_p = 1510 et 1513 keV. La mesure de la fonction d'excitation avec une cible très mince (fig. 3.3) a montré que la résonance large à E_p = 1510 keV est en réalité un doublet, avec la possibilité d'une structure encore plus complexe. Toutefois, nous avons essayé de préciser les propriétés électromagnétiques de ces résonances en enregistrant les spectres des rayonnements gamma de désexcitation aux énergies E_p = 1510 et 1513 keV. Sur le spectre correspondant à la résonance large, E_p = 1513 keV, nous observons principalement une alimentation des niveaux de spin faible, ($J \leqslant \frac{3}{2}$), et l'alimentation la plus forte est celle du niveau E_x = 4177 keV (tableau 3.3). Par contre, sur le spectre à E_p = 1510 keV, en plus des niveaux précédents, nous constatons l'alimentation de niveaux de spin élevé, E_x = 2646 keV, $J^\pi = \frac{7^+}{2}$ et E_x = 3942 keV, $J^\pi = \frac{9^+}{2}$; ce résultat indique pour le niveau résonnant correspondant un spin $J \geqslant \frac{5}{2}$.

Watson et al. (Wa 67) et Wiesehahn (Wi 71c) n'ont observé qu'une seule résonance à E_p = 1510 keV, et ils identifient le niveau résonnant et le niveau à E_x = 4177 keV respectivement comme l'analogue et l'antianalogue du niveau de 2,35 MeV du ^{35}S. D'autre part, la présence d'une résonance large à E_p = 1510 keV a également été confirmée par l'étude (Br 71) de la diffusion élastique de protons sur le ^{34}S.

3.4 DISCUSSION

Différentes possibilités de spin et parité des niveaux résonnants peuvent être déduites du calcul des éléments de matrice réduits de transition $|\ M\ |^2$ en unité Weisskopf (u.W.). En effet, à partir de la mesure de la force de la résonance, on obtient une limite inférieure de la largeur radiative $\Gamma_\gamma > S/(2J + 1)$ et, compte tenu des rapports d'embranchement, on peut en déduire les limites inférieures des éléments de matrice $|\ M\ |^2$ pour chaque spin possible du niveau résonnant. Remarquons que dans le domaine d'énergie d'excitation considéré dans ce travail, aucune largeur α n'a été observée (Ku 64) et en conséquence, les largeurs radiatives Γ_γ et les éléments de matrice $|\ M\ |^2$ sont voisins des limites obtenues. Les propositions de spin et parité sont alors obtenues en supposant les éléments de matrice réduits suivants :

$$|\ M(E2)\ |^2 > 30\ \text{u.W.} \qquad |\ M(M2)\ |^2 > 20\ \text{u.W.}$$

$$|\ M(E3)\ |^2 > 50\ \text{u.W.} \qquad |\ M(M3)\ |^2 > 20\ \text{u.W.}$$

comme extrêmement peu probables.

Les résultats sont présentés dans la troisième colonne du tableau 3.3. Dans les cas où le spin et la parité étaient connus, nous avons fait figurer les valeurs obtenues par les différents auteurs, celles-ci étant toujours en accord avec nos estimations. Notons, qu'en cours de rédaction, une étude de la diffusion élastique de protons sur le ^{34}S a été publiée (Br 71), conduisant aux valeurs suivantes : $E_p(J^\pi)$ = 848 $(\frac{1}{2}^-)$, 928 $(\frac{1}{2}^-)$, 1214 $(\frac{7}{2}^-)$, 1513 $(\frac{3}{2}^-)$, 1555 $(\frac{5}{2}^-)$, 1680 $(\frac{5}{2}^+)$, 1829 $(\frac{3}{2}^-)$, 2073 $(\frac{5}{2}^+)$.

Enfin, nous remarquons que pour des schémas de désexcitation complexes, les estimations Weisskopf peuvent conduire à une seule valeur du spin. Par exemple, aux résonances E_p = 1020 keV et 1267 keV, le calcul n'autorise respectivement que les valeurs $J = \frac{3}{2}$ et $J = \frac{5}{2}$, en accord avec les mesures de plusieurs auteurs (Ta 67, Wi 71c). Ce résultat montre l'intérêt d'améliorer la statistique sur les spectres, et ainsi d'observer des embranchements faibles.

CHAPITRE 4

NIVEAUX LIES

4.1 INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que l'étude systématique, dans de bonnes conditions expérimentales, des schémas de désexcitation gamma des niveaux résonnants nous a permis d'alimenter un grand nombre de niveaux liés du ^{35}Cl. A l'exception des niveaux E_x = 5535, 5850, 5930 et 6400 keV observés par Hooton et al. (Ho 70b) dans la réaction $^{32}S(\alpha,p\gamma)^{35}Cl$, tous les autres niveaux observés par différents auteurs ont également été alimentés dans notre travail. De plus, l'efficacité et la résolution en énergie du détecteur gamma utilisé étaient suffisantes pour pouvoir mettre en évidence plusieurs nouveaux niveaux.

Dans ce chapitre, nous préciserons dans la mesure du possible les caractéristiques de chacun de ces niveaux, notamment par des mesures d'énergie, de rapports d'embranchement et de vies moyennes.

4.2 ENERGIE DES NIVEAUX LIES ET CHALEUR DE REACTION

4.2.1 Energie des niveaux liés. Pour la plupart des niveaux liés, les énergies ont été déterminées au cours des expériences de vies moyennes, à partir des spectres enregistrés à 0° et 132°. La position de chaque raie gamma, est définie par son centre de gravité, et l'énergie, par rapport à celle de raies étalons provenant des sources de références ^{60}Co, ^{88}Y et ^{208}Tl, est ensuite corrigée du déplacement Doppler correspondant. Les raies étalons sont choisies de façon à se situer de part et d'autre, ou bien à être trés voisines des raies gamma étudiées, ceci afin de minimiser l'erreur de non-linéarité du convertisseur d'amplitude.

Les énergies des niveaux E_x = 4625, 5008, 5163, 5400, 5682, 5754, 5802 et 6489 keV, alimentés beaucoup plus faiblement, ont été obtenues à partir des spectres d'identification enregistrés à 55°. Dans ces cas, seules les transitions issues du niveau résonnant ont été utilisées, afin de pouvoir effectuer les corrections dues au déplacement Doppler.

Les résultats sont reportés dans le tableau 4.1, sur lequel nous pouvons constater, au moins pour les huit premiers niveaux, un excellent accord avec les mesures d'autres auteurs. Notons également que les niveaux, préalablement situés à 4,17 ; 5,60 et 5,65 MeV se sont révélés être des doublets dont les composantes sont respectivement 4173 - 4177 keV ; 5587 - 5598 keV et 5645 - 5651 keV.

4.2.2 Chaleur de la réaction $^{34}S(p,\gamma)^{35}Cl$. Les mesures de la chaleur de la réaction $^{34}S(p,\gamma)^{35}Cl$ ont été effectuées aux trois résonances E_p = 848, 1165 et 1214 keV, et ceci au cours des expériences de vies moyennes.

TABLEAU 4-1

Energie des niveaux liés

$^{34}S(p,\gamma)^{35}Cl$ Notre travail	$^{35}Cl(pp'\gamma)^{35}Cl$ [Po 72]	$^{34}S(^{3}He,d)^{35}Cl$ [Gr 69]	$^{32}S(\alpha,p)^{35}Cl$ [Ho 70b]	Autres auteurs [b]
1219,1 ± 0,5	1219,4 ± 0,1	1220 ± 10		
1762,8 ± 0,5	1763,2 ± 0,1	1758 ± 10		
2645,6 ± 0,5	2645,7 ± 0,2	2645 ± 10		
2694,0 ± 0,3	2693,5 ± 0,1	2686 ± 10		
3002,7 ± 0,7	3002,5 ± 0,5	2997 ± 10		
3162,5 ± 0,5	3162,6 ± 0,1	3156 ± 10		
3917,9 ± 0,6		3908 ± 10		3920 ± 2 [c]
3942,6 ± 0,9			3945 ± 10	3942 ± 1 [d]
3967,3 ± 0,6		3956 ± 10		3970 ± 12 [e]
4058,4 ± 0,8		4048 ± 10	4045 ± 10	
4111 ± 3			4110 ± 10	
4173,0 ± 0,6 [a]				
4177,2 ± 0,9		4165 ± 10	4175 ± 10	
4347,5 ± 0,8			4345 ± 15	
4625 ± 5			4620 ± 15	
4768,9 ± 1,2			4770 ± 15	4770 [g]
4838 ± 3 [a]				
4853 ± 2 [a]				
4880,9 ± 1,0			4885 ± 20	
5008 ± 5		5010 ± 15	5015 ± 20	5030 ± 50 [f]
5163 ± 5		5163 ± 15	5175 ± 20	5170 ± 12 [e]
5214 ± 3			5230 ± 20	5220 ± 40 [f]
5400 ± 5		5407 ± 15	5415 ± 20	5410 ± 12 [e]
5587 ± 3 [a]				
5598 ± 3			5600 ± 20	
5645 ± 3				5645 [g]
5651 ± 3		5660 ± 15	5650 ± 20	5670 ± 12 [e]
5682 ± 5		5684 ± 15		
5754 ± 5		5760 ± 15		5760 ± 12 [e]
5802 ± 5 [a]				
6102 ± 3				6100 ± 12 [e]
6489 ± 5 [a]				

[a]) Nouveau niveau

[b]) Pour les six premiers niveaux voir également Réfs. In 69 , Le 68 , Du 69 , Ta 69 , Ta 70

[c]) Le 68 [d]) In 70 [e]) Mo 70 [f]) Ha 63 [g]) Pr 71 .

Les résultats obtenus, respectivement Q = 6367,3 ± 2,7 keV, 6367,2 ± 2,5 keV et 6367,8 ± 3,2 keV conduisent à la valeur moyenne :

$$Q = 6367,4 \pm 1,6 \text{ keV}$$

légèrement plus faible que la chaleur de réaction Q = 6373,1 ± 1,5 keV obtenue à partir de la table de masse de Wapstra et Gove (Wa 71), et que la valeur Q = 6371,6 ± 1,1 keV mesurée par Lee et Watson (Le 68).

4.3 RAPPORTS D'EMBRANCHEMENT DES NIVEAUX LIES

4.3.1 Résultats. Les rapports d'embranchement des niveaux liés calculés à partir des spectres pris à 55° sont indiqués dans le tableau 4.2. Les valeurs correspondent en général à la moyenne des résultats obtenus à plusieurs résonances.

Les rapports d'embranchement des niveaux à E_x = 3918, 3967, 5163, 5598, 5651, 5682 et 6102 keV sont déterminés ici pour la première fois. D'autre part, nous avons également déterminé les rapports d'embranchement des nouveaux états à E_x = 4173, 4838, 4853, 5587, 5802 et 6489 keV préalablement mis en évidence dans ce travail par des mesures d'énergie (paragraphe 3.3.1, et tableau 4.1).

Les résultats concernant les niveaux E_x = 1763, 2646, 2694 et 3942 keV sont en excellent accord avec ceux obtenus par d'autres auteurs (In 69, Du 69, Ta 67, Ho 70b). Les rapports d'embranchement des niveaux E_x = 4111, 4345 et 4881 keV sont proches de ceux établis par Hooton et al. (Ho 70b) ; toutefois, nous précisons que les deux derniers niveaux se désexcitent vers le niveau de 2646 keV, alors que ces auteurs n'avaient pu discriminer les alimentations des niveaux de 2646 et 2694 keV.

Le mode de désexcitation gamma des niveaux E_x = 4769 et 5645 keV a déjà été déterminé par Prosser et Harris (Pr 71) lors de leur étude de la résonance E_p = 1214 keV. Pour le niveau E_x = 4769 keV, nous confirmons la transition 4769 → 3162 keV, bien que nos résultats conduisent à un rapport d'embranchement légèrement différent. Ce niveau se désexcite également soit vers le niveau E_x = 1763 keV, par l'émission d'un rayonnement gamma de 3006 keV, soit vers le niveau E_x = 3002 keV, par l'émission d'un rayonnement gamma de 1766 keV, ou encore simultanément par ces deux possibilités, la résolution expérimentale ne permettant pas de lever cette ambiguïté. Quant au niveau

TABLEAU 4-2

Rapports d'embranchement des niveaux liés

Niveaux liés dans ^{35}Cl		Décroissances gamma en pourcentages vers E_x (MeV) dans ^{35}Cl								
E_x(keV)	J^{π} a)	0 $\frac{3}{2}^+$	1.22 $\frac{1}{2}^+$	1.76 $\frac{5}{2}^+$	2.65 $\frac{7}{2}^+$	2.69 $\frac{3}{2}^+$	3.00 $\frac{5}{2}^+$	3.16 $\frac{7}{2}^-$	4.10 $\frac{3}{2}^-$	Inconnues %
1.22	$\frac{1}{2}^+$	100								
1.76	$\frac{5}{2}^+$	100	$\leq$ 0.2							
2.65	$\frac{7}{2}^+$	92 ± 1		8 ± 1						
2.69	$\frac{3}{2}^+$	81 ± 3	6 ± 2	13 ± 2						
3.00	$\frac{5}{2}^+$	100	$\leq$ 5	$\leq$ 1						
3.16	$\frac{7}{2}^-$	89 ± 2		$\leq$ 0,2	11 ± 2		b)			
3.92	$\frac{3}{2}^-$	83 ± 3		17 ± 3						
3.94	$\frac{9}{2}^+$			93 ± 3	7 ± 3					
3.97	$\frac{1}{2}^+$	21 ± 3	74 ± 5	$\leq$ 1		5 ± 3				
4.06	$\frac{1}{2}^-$, $\frac{3}{2}^-$		97 ± 2	3 ± 2						
4.11		50 ±20		50 ±20						
4.17		55 ±10	$\leq$ 3	18 ± 6		27 ± 8				
4.18	$\frac{3}{2}^-$	62 ± 6	31 ± 5	$\leq$ 1		7 ± 2				
4.35	$\frac{9}{2}$, $\frac{5}{2}$	$\leq$ 5		$\leq$ 3	30 ± 5			70 ± 5		
4.63	$\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$	100								
4.77								53 ±10		47 ± 10 c)
4.84		50 ±20		50 ±20						
4.85			100							
4.88	$\frac{7}{2}$			70 ±10	30 ±10					
5.01		100								
5.16				50 ±20			10 ± 5	40 ±20		
5.21	$\leq \frac{5}{2}$	100								
5.40	$(\frac{3}{2})^-$		25 ±10			25 ±10				50
5.59				60 ±20	40 ±20					
5.60		80 ±10		20 ±10						
5.64								100		
5.65							100			
5.68	$(\frac{3}{2})^-$								100	
5.75	$\frac{1}{2}^+$, $(\frac{3}{2}^-)$									100
5.80		100								
6.10		60 ±10	40 ±10							
6.49		100								

a) Pour les spin et parité des niveaux liés, voir tableau 3-1

b) La transition 3.16 → 3.00 MeV a été observée par Prosser et Harris (Pr 71)

c) La désexcitation peut se produire vers les niveaux de 1.76 MeV ou de 3.00 MeV, ou les deux à la fois - voir paragraphe (4-3-1)

E_x = 5645 keV, il se désexcite à 100 % vers le niveau E_x = 3162 keV ; l'existence d'une transition de 1263 keV vers un niveau supposé à 4382 keV (Pr 71) a déjà été discutée dans le paragraphe 3.3.3.

Les niveaux E_x = 4625, 5008, 5214 keV ont été observés à plusieurs résonances, et dans chaque cas, seule leur désexcitation vers le niveau fondamental a pu être mise en évidence, ce qui est en accord avec les mesures de Hooton et al. (Ho 70b) et Hazewindus et al. (Ha 63). Le niveau E_x = 5754 keV a toujours été alimenté trop faiblement pour pouvoir déterminer son mode de décroissance. En ce qui concerne le niveau à E_x = 5400 keV, également alimenté faiblement, les transitions vers les niveaux E_x = 1219 et 2694 keV ont uniquement été observées à la résonance E_p = 1470 keV. Toutefois le bilan des intensités de ces deux raies gamma ne représente que 50 % de l'alimentation de ce niveau.

Enfin, certains des premiers niveaux excités du ^{35}Cl ont soulevé des problèmes particuliers qui seront discutés plus en détail dans les paragraphes suivants.

4.3.2 Niveau E_x = 3002 keV. Le niveau de 3002 keV, alimenté à de nombreuses résonances, se désexcite principalement vers l'état fondamental. Toutefois, à la résonance E_p = 2073 keV, nous observons une faible raie, d'énergie 1784 keV, correspondant à la transition 3002 → 1219 keV. Cette raie gamma n'étant pas complètement séparée d'une raie parasite de 1779 keV, nous n'avons pu qu'indiquer une limite supérieure de 5 % pour cette transition. Bien que la raie de 1779 keV soit relativement faible, elle est présente sur tous nos spectres et est identifiée comme provenant de la réaction $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$. Signalons que la transition 3002 → 1219 keV a déjà été observée par Duncan et al. (Du 69) et par Taras et Matas (Ta 70). Par contre, la transition 3002 → 1763 keV, que reportent ces derniers auteurs (Ta 70), n'a jamais été vue dans notre travail, et, si elle existe, elle est sûrement inférieure à 1 %.

4.3.3 Niveau E_x = 3162 keV. Les rapports d'embranchement de ce niveau ont été mesurés uniquement à la résonance E_p = 1214 keV. La majeure partie de la désexcitation se produit vers le niveau fondamental et le niveau E_x = 2646 keV. La résolution de notre chaîne d'analyse était suffisante pour séparer complètement du pic d'annihilation de 511 keV la raie de 517 keV provenant de la transition 3162 → 2646 keV.

Dans leur étude de la résonance à E_p = 1214 keV, Prosser et Harris (Pr 71) observent en plus deux embranchements vers les niveaux

E_x = 1763 et 3002 keV. Sur notre spectre (fig. 3.4), une raie gamma de très faible intensité, d'énergie 1400 keV, pourrait correspondre à la transition 3162 → 1763 keV, et conduirait à un rapport d'embranchement de 0,2 %. Toutefois, l'identification de cette raie ne peut être établie avec certitude. En effet, sur le spectre gamma pris à la résonance voisine, (E_p = 1183 keV), qui alimente également le niveau E_x = 3162 keV, nous constatons de même la présence d'une raie d'énergie 1400 keV. Dans l'hypothèse d'une transition 3162 → 1763 keV, le rapport d'embranchement correspondant serait de 3 %. Ces deux résultats étant contradictoires, nous pouvons seulement attribuer une limite supérieure de 0,2 % à la transition 3162 → 1763 keV.

Enfin, la raie gamma de 160 keV, entre les niveaux 3162 et 3002 keV est d'énergie trop faible pour pouvoir être mise en évidence dans notre travail.

4.3.4 Niveau E_x = 4058 keV. Les rapports d'embranchement de ce niveau ont déjà été mesurés par Hazewindus et al. (Ha 63) et Watson et al. (Wa 67) au moyen de détecteurs NaI. Watson et al. n'observent que la transition 4058 → 1219 keV (> 90 %), tandis que Hazewindus et al. proposent en plus deux alimentations fortes vers le niveau fondamental (18 %) et le deuxième niveau E_x = 1763 keV (18 %). Dans notre travail, les rapports d'embranchement ont été déterminés aux deux résonances E_p = 1166 et 1324 keV, où ce niveau est alimenté fortement. Sur chacun des deux spectres, nous constatons, comme Watson et al., que la majeure partie de la désexcitation (97 %) se produit vers le premier niveau excité E_x = 1219 keV. Toutefois, nous observons en plus une faible alimentation (3 %) du deuxième niveau excité E_x = 1763 keV.

4.3.5 Doublet de niveaux E_x = 4173 - 4177 keV. Un niveau à E_x = 4175 ± 5 keV, mis en évidence par Endt et al. (En 56) par diffusion inélastique de protons, a été également observé par capture radiative de protons (Ha 63, Wa 67, Wi 71c) et par réactions de transfert (Ni 69, Ho 70b, Gr 69, Mo 70). Lors de l'étude des schémas de désexcitation, nous avons constaté que les rapports d'embranchement concernant ce niveau étaient différents suivant les résonances. En effet, en plus des transitions vers le niveau fondamental et vers le niveau E_x = 2694 keV, nous avons observé suivant les cas une alimentation soit du niveau E_x = 1219 keV, soit du niveau E_x = 1763 keV. En outre, les mesures des déplacements Doppler des différentes transitions conduisent à deux vies moyennes distinctes (§ 4.4). Ces résultats prouvent l'existence d'un doublet de niveaux,

et des mesures précises d'énergies ont situé les composantes respectivement à E_x = 4173 ± 0,6 et 4177,2 ± 0,9 keV. Les rapports d'embranchement associés sont reportés dans le tableau 4.2, et les limites supérieures pour les transitions 4173 → 1219 keV et 4177 → 1763 keV sont de 3 % et 1 %.

4.4 VIES MOYENNES

Les facteurs d'atténuation et les vies moyennes déduites de leurs mesures sont reportés dans le tableau 4.3, et le tableau 4.4 présente une comparaison de nos résultats avec ceux d'autres auteurs. La plupart de ces mesures ont été effectuées par la méthode d'atténuation de l'effet Doppler, et nous avons fait figurer sur ce tableau les différentes réactions utilisées. Les vies moyennes des niveaux E_x = 1219 et 1763 keV ont également été obtenues par diffusion résonnante des rayonnements gamma (Bo 62, Ho 66). Enfin, la vie moyenne du niveau E_x = 3162 keV a été mesurée à la fois par la méthode des coïncidences retardées (Az 68, Ba 71) et par la technique du parcours de recul (In 69). Pour les trois premiers niveaux excités, et le niveau E_x = 3942 keV, l'accord est excellent avec les mesures de Ingebretsen et al. (In 69, In 70), Häusser et al. (Ha 69) et Poletti et al. (Po 72). Par contre, pour les autres niveaux, nos valeurs sont en général plus faibles que celles obtenues par ailleurs. Signalons que l'écart important entre notre résultat et la valeur de Broude et al. (Br 72) pour le niveau E_x = 4881 keV, ne peut s'expliquer que par une erreur sur l'identification des raies gamma étudiées.

Enfin, en ce qui concerne les niveaux E_x = 4173 et 4177 keV les vies moyennes ont été mesurées aux deux résonances E_p = 1454 et 848 keV. A chacune de ces résonances, nous avons vérifié que les deux niveaux n'étaient pas alimentés simultanément. Les facteurs d'atténuation, mesurés sur les différentes transitions provenant de ces niveaux, ont conduit aux deux vies moyennes distinctes, τ = 55 ± 6 et 32 ± 5 fs, respectivement.

4.5 DISCUSSION

4.5.1 Détermination des éléments de matrice réduits. Les mesures de la vie moyenne (τ), du rapport d'embranchement (R) et du coefficient de mélange multipolaire (δ) permettent de calculer, dans le cas d'une transition d'un niveau A vers un niveau B, les largeurs partielles radiatives, à l'aide des formules :

$$\Gamma\ (A \rightarrow B,\ L) = \frac{1}{1 + \delta^2} \times R \times \frac{0,6582}{\tau(fs)}$$

TABLEAU 4-3

Facteurs d'atténuation et Vies moyennes

E_x (MeV)	E_p (keV)	Cible	F(τ) (%)	τ [a] (fs)	Valeur adoptée [b] τ(fs)
1.22	928	CdS	23 ± 1	180 ± 15	175 ± 20
	1020	Ag_2S	18 ± 1	170 ± 15	
1.76	1574	CdS	12 ± 3	470 ± 110	500 ± 100
	1893	CdS	12 ± 3	550 ± 150	
2.65	1165	CdS	19 ± 5	225 ± 90 [c]	255 ± 65
	2073	Ag_2S	17 ± 3	275 ± 75	
2.69	1267	CdS	76 ± 1	21.5± 2.0	21 ± 3
	1718	Ag_2S	72 ± 1	21 ± 2	
	1788	Ag_2S	73 ± 1	20 ± 2	
3.00	1267	CdS	76 ± 2	21.5± 2.0	22 ± 3
	1788	Ag_2S	72 ± 3	21 ± 3	
	2073	Ag_2S	70 ± 2	24 ± 2	
3.16	1214	CdS	≤ 2	≥ 2000	≥ 2000
3.92	848	Ag_2S	87 ± 3	6.0 ± 2.0	7 ± 2
	1454	Ag_2S	91 ± 4	5.4 ± 2.0	
	2073	Ag_2S	87 ± 2	8.5 ± 1.7	
3.94	1416	Ag_2S	10 ± 2	390 ± 100	390 ± 110
3.97	1788	Ag_2S	81 ± 4	13 ± 4	13 ± 4
4.06	1165	CdS	75 ± 2	22 ± 2	22 ± 3
	1788	Ag_2S	72 ± 6	21 ± 6	
4.17	1454	Ag_2S	46 ± 2	55 ± 3	55 ± 6
4.18	848	Ag_2S	55 ± 3	32 ± 3	32 ± 5
4.35	1647	Ag_2S	≤ 6	≥ 600	≥ 600
4.77	1454	Ag_2S	14 ± 5	270 ± 90	270 ± 95
4.85	848	Ag_2S	94 ± 7	≤ 6	≤ 6
4.88	1416	Ag_2S	87 ± 3	7.0 ± 1.6	7 ± 2

[a]) Erreur statistique uniquement.

[b]) L'erreur comprend l'erreur statistique et une erreur systématique, de l'ordre de 10 %, due au dE/dx.

[c]) Corrigée pour une alimentation indirecte par le niveau E_x = 3.94 MeV

TABLEAU 4.4 - Vies moyennes τ(fs) - Comparaison de nos résultats avec les valeurs d'autres auteurs

E_x (keV)	Notre travail	Bo 62 $^{35}Cl(\gamma\gamma)$	In 69 $^{32}S(\alpha,p\gamma)$	Ha 69 f)	Du 69 $^{35}Cl(pp'\gamma)$	Wi 71c $^{34}S(p,\gamma)$	Po 72 $^{35}Cl(pp'\gamma)$	Va 72 $^{35}Cl(pp'\gamma)$	Br 72 $^{32}S(\alpha,p\gamma)$	Autres auteurs
1219	175 ± 20	300 ± 100	$210 \pm {100 \atop 80}$	160 ± 50	$270 \pm {190 \atop 100}$	80 ± 40	$210 \pm {90 \atop 60}$	215 ± 75		130 ± 30 [b]
1763	500 ± 100	500 ± 200	550 ± 150	555 ± 50	$1150 \pm {450 \atop 630}$	> 600	490 ± 150	205 ± 75		
2646	255 ± 65		300 ± 90		$350 \pm {100 \atop 70}$		260 ± 120	185 ± 50		83 ± 21 [c]
2694	21 ± 2		< 30		62 ± 16	< 80	< 120	65 ± 20	70 ± 30	11 ± 7 [c]
3003	22 ± 3		< 50		31 ± 13	80 ± 40	< 80	$18 \pm {26 \atop 15}$	48 ± 9	
3162	⩾ 2000	$(140\pm40)10^3$ [a]	$(60 \pm 7)10^3$			> 200	> 1000	> 17000		$(37 \pm 4)10^3$ [d]
3918	7 ± 2								< 22	
3943	390 ± 110									330 ± 50 [e]
3967	13 ± 4								< 54	
4058	22 ± 3								31 ± 13	
4111									70 ± 16	
4173	55 ± 6									
4177	32 ± 5					100 ± 30			68 ± 24	
4347	⩾ 600								$2900 \pm {1400 \atop 700}$	
4625									58 ± 24	
4769	270 ± 95									
4853	⩽ 6									
4881	7 ± 2								280 ± 60	

a) Réf. Az 68 Coïncidences retardées

b) Réf. Ho 66 $^{35}Cl(\gamma,\gamma)$

c) Réf. Ca 71b $^{35}Cl(pp'\gamma)$

d) Réf. Ba 71 Coïncidences retardées

e) Réf. In 70 $^{32}S(\alpha,p\gamma)$

f) Effet Doppler $^{24}Mg(^{35}Cl,^{35}Cl)^{24}Mg$ et $^{12}C(^{35}Cl,^{35}Cl)^{12}C$ - B(E2) obtenues également par excitation coulombienne

pour le rayonnement de multipolarité L, et

$$\Gamma\ (A \rightarrow B,\ L + 1) = \frac{\delta^2}{1 + \delta^2} \times R \times \frac{96582}{\tau(fs)}$$

pour le rayonnement de multipolarité L + 1. Les éléments de matrice réduits, $|\ M\ |^2$, sont alors obtenus en divisant les largeurs partielles par leur estimation Weisskopf (Sk 66). Dans ces calculs, nous avons utilisé les énergies, rapports d'embranchement et vies moyennes déterminés dans ce travail, ainsi que les mélanges multipolaires mesurés par différents auteurs lors d'expériences de corrélation angulaire (In 70, Ho 70b, Er 66b,Ta 69, Ta 70, Du 69, Wa 66a,Wi 71c, Wa 67). Notons que lorsque le coefficient δ est inconnu, nous obtenons une limite supérieure pour l'élément de matrice réduit correspondant.

4.5.2 Spin et parité des niveaux liés. Les spin et parité de la plupart des premiers niveaux excités du ^{35}Cl sont maintenant bien établis (tableau 3.1). Toutefois, pour certains niveaux dont le spin est incertain ou inconnu, nous pouvons limiter les diverses valeurs possibles en comparant les éléments de matrice réduits aux valeurs extrêmes acceptables (paragraphe 3.4).

Niveau E_x = 3,92 MeV

Le niveau E_x = 3,92 MeV se désexcite vers le niveau fondamental ($\frac{3^+}{2}$) et le deuxième niveau excité E_x = 1,76 MeV ($\frac{5^+}{2}$), ce qui autorise $J \leqslant \frac{7}{2}$. Le calcul des éléments de matrice réduits pour ces deux transitions élimine les possibilités $J^\pi = \frac{1}{2}$ et $\frac{7^-}{2}$, et entraîne $J^\pi = \frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$ ou $\frac{7^+}{2}$ pour ce niveau. Notons que Lee et Watson (Le 68) lors de l'étude de la réaction $^{34}S(p,\gamma)^{35}Cl$, et Antropov et al. (An 69) par distribution angulaire des protons de diffusion inélastique, reportent la valeur $J = \frac{3}{2}$.

Niveau E_x = 4,06 keV

L'analyse (Gr 69, Mo 70) des distributions angulaires des deutons émis lors de la réaction de transfert $^{34}S(\tau,d)^{35}Cl$ conduit à un moment angulaire orbital $l_p = 1$ du proton capturé, soit $J^\pi = \frac{1^-}{2}$, $\frac{3^-}{2}$. La valeur de la vie moyenne, $\tau = 22 \pm 3$ fs, et la transition (3 %) vers le niveau E_x = 1,76 MeV ($\frac{5^+}{2}$) excluent la possibilité $J^\pi = \frac{1^-}{2}$, l'accélération de la transition M2 étant, dans ce ce cas, beaucoup trop forte.

Niveau E_x = 4,17 MeV

Le niveau E_x = 4,17 MeV, observé pour la première fois dans travail, se désexcite vers le niveau fondamental ($\frac{3^+}{2}$) et les niveaux

E_x = 1,76 ($\frac{5^+}{2}$) et 2,69 MeV ($\frac{3^+}{2}$). Le calcul des éléments de matrice réduits pour la transition 4,17 → 2,69 MeV élimine les possibilités $J \geqslant \frac{7}{2}$, et pour la transition 4,17 → 1,76 la possibilité $\frac{1^-}{2}$, ce qui entraîne $J^\pi = \frac{1^+}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$ pour ce niveau.

Niveau E_x = 4,18 MeV

Le niveau E_x = 4,18 MeV, fortement alimenté à la résonance large E_p = 1513 keV, est donné $J^\pi = \frac{3^-}{2}$ par Watson et al. (Wa 67). Dans notre travail, les estimations Weisskopf pour les différentes transitions n'autorisent que les possibilités $J = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$, en accord avec la mesure précédente.

Niveau E_x = 4,35 MeV

Le niveau E_x = 4,35 MeV a également été observé par Hooton et al. (Ho 70b) lors de l'étude de la réaction $^{32}S(\alpha,p\gamma)^{35}Cl$. La distribution angulaire du rayonnement gamma correspondant à la transition 4,35 → 3,16 MeV a conduit aux deux solutions $J = \frac{9}{2}$ (δ = 0,42 ± 0,04) et $J = \frac{5}{2}$ (δ = 1,2 ± 0,4). La limite obtenue pour la vie moyenne ($\tau \geqslant 600$ fs) ne permet pas de discriminer rigoureusement ces deux valeurs, mais nous noterons toutefois que l'absence de transition vers le niveau fondamental ($\leqslant$ 5 %) favorise la solution $J = \frac{9}{2}$. D'autre part, dans le cas $J^\pi = \frac{9^+}{2}$, l'ensemble des résultats expérimentaux conduit à une limite supérieure de 1800 pour l'élément de matrice $|\ M(M2)\ |^2$ entre les niveaux 4,35 et 3,16 MeV, et une limite supérieure de 0,05 pour l'élément de matrice $|\ M(E2)\ |^2$ entre les niveaux 4,35 et 1,76 MeV. Augmenter la vie moyenne du niveau de 4,35 MeV d'un facteur 100 pour rendre la transition M2 compatible avec la valeur extrême choisie ($|\ M(M2)\ |^2 < 20$ u.W.), conduit alors à une transition E2 fortement retardée (5.10^{-4}), ce qui semble peu probable. Nous conclurons donc en favorisant la solution $J^\pi = \frac{9^-}{2}$ pour le niveau E_x = 4,35 MeV.

Niveaux E_x = 4,77 et 4,85 MeV

Le niveau E_x = 4,77 MeV se désexcite à 53 % vers le niveau E_x = 3,16 MeV ($\frac{7^-}{2}$). Le calcul des éléments de matrice réduits pour cette transition autorise les possibilités $J = \frac{5}{2}, \frac{7}{2}, \frac{9}{2}$.

Le niveau E_x = 4,85 MeV, également observé pour la première fois dans ce travail, se désexcite uniquement vers le premier niveau excité E_x = 1,22 MeV ($\frac{1^+}{2}$). La limite supérieure ($\tau \leqslant 6$ fs) obtenue pour la vie moyenne permet les deux possibilités $J = \frac{1}{2}$ ou $\frac{3}{2}$.

4.5.3 Résumé des propriétés des niveaux liés du ^{35}Cl. La figure 4.1 présente le spectre des niveaux liés du ^{35}Cl, ainsi que les rapports d'embran-

chement, spin et parité correspondant à chacun de ces niveaux. Sur les tableaux 4.5 et 4.6, nous avons reporté les éléments de matrice réduits associés respectivement aux états de parité positive et aux états de parité négative. La comparaison de ces éléments de matrice avec les valeurs moyennes issues de la compilation de Skorka et al. (Sk 66), montre que si les transitions M1 sont toutes de forces normales, par contre, les transitions E1 sont en général retardées, surtout la transition 3,16 → 1,76 MeV où nous notons une interdiction d'un facteur 10^{-8}. Enfin, en ce qui concerne les transitions de multipolarité E2, nous pouvons remarquer leur faible accélération, ce caractère indiquant une structure peu déformée pour le noyau ^{35}Cl.

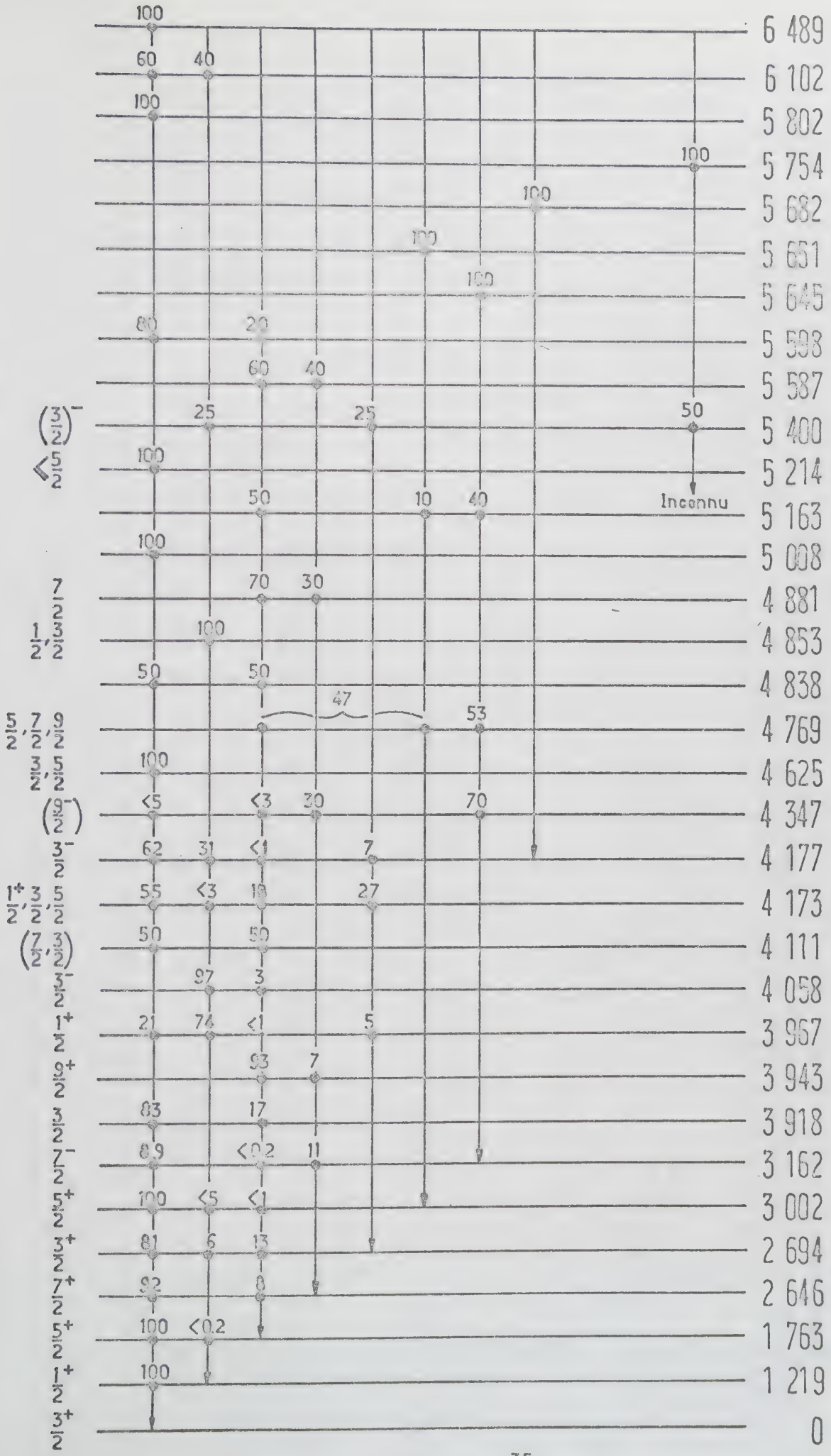


Fig. 4-1 – Niveaux liés du ^{35}Cl

TABLEAU 4.5

Eléments de matrice réduits pour les états de parité positive

E_i	E_f	J_i^π	J_f^π	R %	τ(fs)	δ[a]	100 x $\lvert M(M1)\rvert^2$	$\lvert M(E2)\rvert^2$
1219	0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	100	175 ± 20		10 ± 1	2,4 ± 0,3[b]
1763	0	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	100	500 ± 100	2,86 ± 0,08	0,12 ± 0,03	13 ± 2
	1219		$\frac{1}{2}^+$	⩽ 0,2				⩽ 10
2646	0	$\frac{7}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	92 ± 1	255 ± 65	0		3,4 ± 0,8
	1763		$\frac{5}{2}^+$	8 ± 1		0,21 ± 0,04	1,4 ± 0,4	3,0 ± 1,4
2694	0	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	81 ± 3	21 ± 3	0,26 ± 0,02	5,9 ± 0,6	2,0 ± 0,4
	1219		$\frac{1}{2}^+$	6 ± 2		- 0,63 ± 0,21	2,0 ± 0,8	14 ± 8
	1763		$\frac{5}{2}^+$	13 ± 2		0,09 ± 0,03	24 ± 4	9 ± 6
3002	0	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	100	22 ± 3	0,07 ± 0,02	5,4 ± 0,8	0,11 ± 0,06
	1219		$\frac{1}{2}^+$	⩽ 5				⩽ 15
	1763		$\frac{5}{2}^+$	⩽ 1			⩽ 0,8	⩽ 19
3918[c]	0	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}^+$	83 ± 3	7 ± 2		⩽ 6,3	⩽ 15
	1763		$\frac{5}{2}^+$	17 ± 3			⩽ 8	⩽ 63
3942	1763	$\frac{9}{2}^+$	$\frac{5}{2}^+$	93 ± 3	390 ± 110	0 ± 0,1		6 ± 2
	2646		$\frac{7}{2}^+$	7 ± 3		0,9 ± 0,5	0,14 ± 0,10	2,6 ± 2,0
3967	0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	21 ± 3	13 ± 4		⩽ 0,8	⩽ 2
	1219		$\frac{1}{2}^+$	74 ± 5		0	9 ± 3	
	1763		$\frac{5}{2}^+$	⩽ 1				⩽ 1,8
	2694		$\frac{3}{2}^+$	5 ± 3			⩽ 6	⩽ 140
4173[c]	0	$\frac{3}{2},\frac{5}{2}$	$\frac{3}{2}^+$	55 ± 10	55 ± 6		⩽ 0,45	⩽ 1
	1219		$\frac{1}{2}^+$	⩽ 3			⩽ 0,7	⩽ 0,3
	1763		$\frac{5}{2}^+$	18 ± 6			⩽ 0,7	⩽ 5
	2694		$\frac{3}{2}^+$	27 ± 8			⩽ 5	⩽ 83
4881[c]	1763	$\frac{7}{2}$	$\frac{5}{2}^+$	70 ± 10	7 ± 2	< 0,41	11 ± 5	⩽ 6
	2646		$\frac{7}{2}^+$	30 ± 10			⩽ 12	⩽ 92

a) Coefficients δ soit inconnus, soit issus des Réfs. In 70, Ho 70b, Er 66b, Ta 69, Ta 70, Du 69

b) Elément de matrice obtenu par excitation coulombienne (Ha 69)

c) Parité inconnue, supposée positive

TABLEAU 4-6

Eléments de matrice réduits pour les états de parité négative.

E_i	E_f	J_i^π	J_f^π	R %	τ (fs)	δ [a]	$\lvert M(M1)\rvert^2$	$\lvert M(E2)\rvert^2$	$\lvert M(E1)\rvert^2$	$\lvert M(M2)\rvert^2$	$\lvert M(E3)\rvert^2$
3.16	0	$\frac{7}{2}^-$	$\frac{3}{2}^+$	89 ± 2	$(60 \pm 7)10^3$ [b]	-0.16 ± 0.01 [c]				0.19 ± 0.02	2.4 ± 0.5
	1.76		$\frac{5}{2}^+$	$\leq$ 0.2					$\leq 1.1\ 10^{-8}$	$\leq$ 0.026	
	2.65		$\frac{7}{2}^+$	11 ± 2		0.1 ± 0.1 [d]			$(1.2 \pm 0.3)10^{-5}$	$\leq$ 6.2	
	3.00		$\frac{5}{2}^+$	1.7 ± 0.2 [g]					$\leq 6.3\ 10^{-5}$	$\leq 1.1\ 10^{4}$	
4.06	1.22	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{1}{2}^+$	97 ± 2	22 ± 3				$\leq 1.8\ 10^{-3}$	$\leq$ 1000	
	1.76		$\frac{5}{2}^+$	3 ± 2					$\leq 10^{-4}$	$\leq$ 90	
4.18	0	$\frac{3}{2}^-$	$\frac{3}{2}^+$	62 ± 6	32 ± 5	-0.06 ± 0.03 [e]			$(2.4 \pm 0.5)10^{-4}$	$\leq$ 0.5	
	1.22		$\frac{1}{2}^+$	31 ± 5		-0.11 ± 0.04 [e]			$(3.4 \pm 0.8)10^{-4}$	2.1 ± 1.6	
	1.76		$\frac{5}{2}^+$	$\leq$ 1					$\leq 2\ 10^{-5}$	$\leq$ 15	
	2.69		$\frac{3}{2}^+$	7 ± 2					$\leq 6.1\ 10^{-4}$	$\leq$ 1300	
4.35 [h]	0	$\frac{9}{2}^-$	$\frac{3}{2}^+$	$\leq$ 5	$\geq$ 600						$\leq$ 70
	1.76		$\frac{5}{2}^+$	$\leq$ 3						$\leq$ 1.8	$\leq$ 1500
	2.65		$\frac{7}{2}^+$	30 ± 5					$\leq 10^{-4}$	$\leq$ 150	
	3.16		$\frac{7}{2}^-$	70 ± 30		0.41 ± 0.04 [f]	$\leq$ 0.02	$\leq$ 51			

[a]) Coefficient de mélange multipolaire inconnu, sauf indication contraire

[b]) In 69 [c]) Wa 66a [d]) Wi 71c [e]) Wa 67 [f]) Ho 70b [g]) Pr 71

[h]) Spin et parité $J^\pi = \frac{9}{2}^-$ supposés pour ce niveau

CHAPITRE 5

DISCUSSION DES RESULTATS

5.1 DESCRIPTION DU ^{35}Cl DANS LE CADRE DU MODELE UNIFIE

5.1.1 Couplage fort. Un premier essai de description des état excités du ^{35}Cl a été tenté par Taras (Ta 66) dans le cadre du modèle unifié. En utilisant les fonctions d'onde de Nilsson (fig. 1.1), quatre bandes rotationnelles peuvent être construites, respectivement sur les orbites 8 $\left[K = \frac{3^+}{2} \right]$, 9 $\left[K = \frac{1^+}{2} \right]$, 10 $\left[K = \frac{7^-}{2} \right]$ et 11 $\left[K = \frac{1^+}{2} \right]$. Le schéma obtenu est représenté sur la figure 5-1, en même temps que le spectre expérimental. Pour établir ce schéma, les paramètres décrivant la déformation du noyau ont été déterminés à partir des mesures des moments quadrupolaire électrique et dipolaire magnétique du niveau fondamental, et les moments d'inertie à partir de l'espacement entre quelques niveaux excités (Ta 66). L'examen de la figure 5-1 montre que ce modèle simple permet d'expliquer, au moins qualitativement, la séquence des premiers niveaux excités, à l'exception des niveaux $J^\pi = \frac{7^+}{2}$ et $\frac{9^+}{2}$, situés expérimentalement à 2,65 et 3,94 MeV, et calculés beaucoup plus hauts.

Un calcul plus élaboré a été effectué par Hooton (Ho 69) en tenant compte du mélange de bandes dû au couplage rotation-particule, et en ajoutant des corrections dues à l'interaction rotation-vibration. Les résultats indiquent un mélange faible entre les bandes 8 et 9, tandis que le mélange très important entre les bandes 8 et 11 permet de situer les niveaux $\frac{7^+}{2}$ et $\frac{9^+}{2}$ respectivement à 2,70 et 3,90 MeV.

Le spectre obtenu par Hooton (voir Ta 70, Ho 70b) également représenté sur la figure 5-1, est en excellent accord avec le spectre expérimental. Toutefois, ainsi que le note Taras (Ta 70), cet accord peut être tout à fait fortuit, un grand nombre de paramètres étant utilisés dans ces calculs, notamment les paramètres de déformation et les moments d'inertie qui varient d'une bande à l'autre. Remarquons également que le niveau $J^\pi = \frac{11^+}{2}$, prédit à 4,4 MeV, n'est pas observé par l'expérience. Un meilleur critère de comparaison théorie-expérience nous est fourni par les probabilités des transitions électromagnétiques de la bande fondamentale. Celles-ci sont reportées sur le tableau 5-1, où l'on peut encore constater un excellent accord avec l'expérience, à l'exception de la transition M1 entre les niveaux 3,94 ($\frac{9^+}{2}$) et 2,65 MeV ($\frac{7^+}{2}$).

L'ensemble des résultats expérimentaux concernant les niveaux de la bande fondamentale semble donc compatible avec une description dans le cadre du modèle unifié, à condition de tenir compte des mélanges de bande. Toutefois, il serait intéressant de calculer les probabilités des transitions à l'intérieur des autres bandes, et surtout les probabilités des transitions entre bandes qui sont beaucoup plus sensibles au modèle nucléaire utilisé.

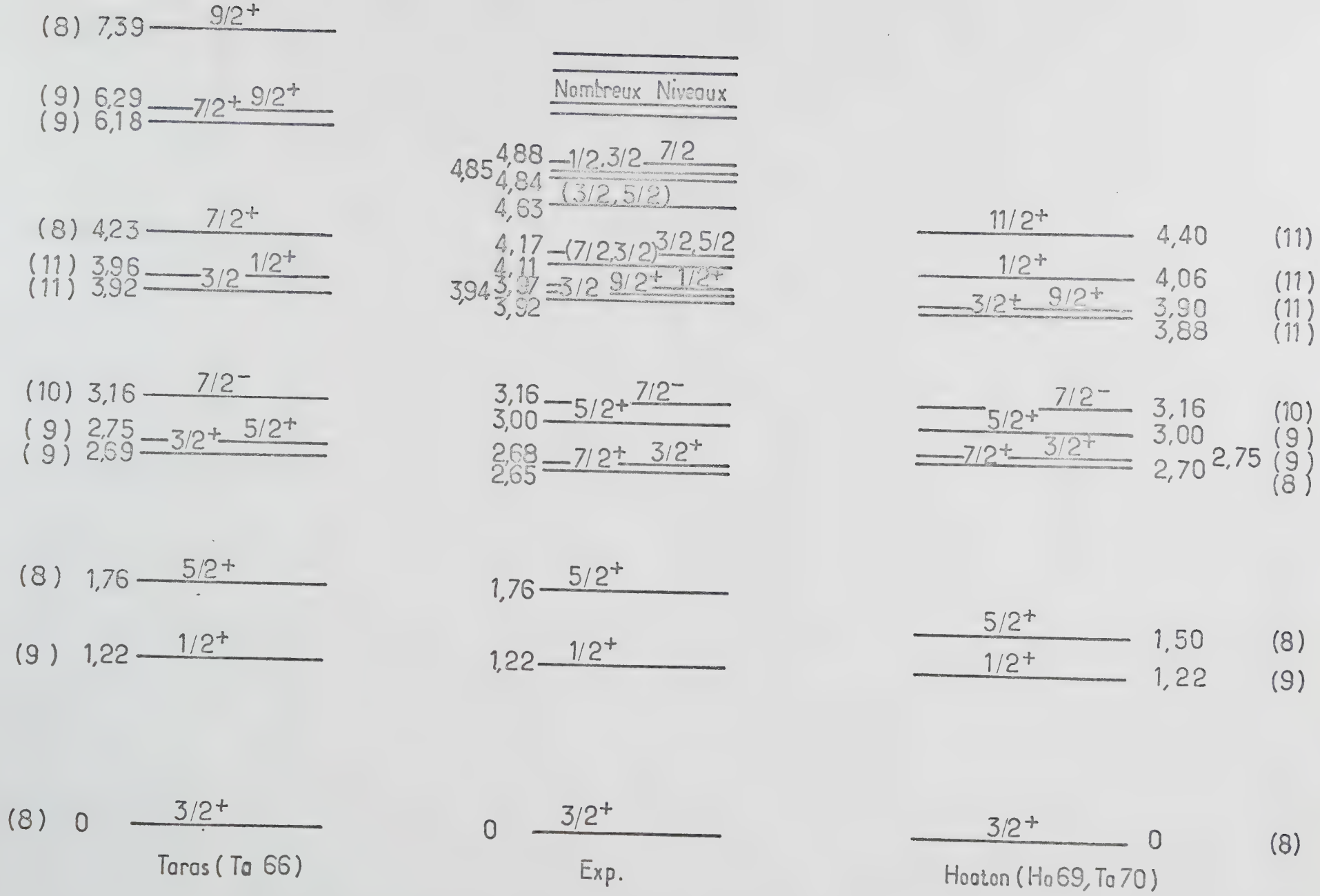


Fig. 5-1—Spectre expérimental et spectres calculés dans le modèle de Nilsson

TABLEAU 5.1

Comparaison des éléments de matrice réduits expérimentaux avec les prévisions du Modèle de Nilsson (Hooton, Br 72)

E_i (MeV)	E_f (MeV)	J_i^π	J_f^π	B(E2) e^2 fm^4		100 B(M1) μ_N^2	
				Exp.	Théorie	Exp.	Théorie
1,76	0	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	87 ± 14	46,2	0,22 ± 0,05	0,21
2,65	0	$\frac{7}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	23 ± 5	22,4		
	1,76		$\frac{5}{2}^+$	20 ± 10	19,0	2,5 ± 0,7	2,33
3,94	2,65	$\frac{9}{2}^+$	$\frac{7}{2}^+$	18 ± 13	8,2	0,25 ± 0,18	3,23
	1,76		$\frac{5}{2}^+$	39 ± 12	36,7		

5.1.2 Couplage intermédiaire. L'ensemble des résultats expérimentaux concernant les noyaux de la deuxième moitié de la couche s-d indique des structures peu déformées. Cette tendance de noyaux de faibles déformations est notamment mise en évidence par la nature vibrationnelle des spectres des premiers niveaux excités des noyaux pairs-pairs tels que ^{32}S, ^{34}S et ^{36}Ar. Par exemple, le triplet des états $J^\pi = 0^+$, 2^+ , 4^+ à deux phonons quadrupolaires est trouvé, expérimentalement, (Th 70) quasi-dégénéré dans le noyau ^{36}Ar [4,330 (0^+) ; 4,413 (4^+) ; 4,440 MeV (2^+)]. D'autre part, pour le noyau ^{34}S, les schémas des niveaux et les probabilités de transitions (Gr 70) sont également compatibles avec un schéma vibrationnel. Dans ces conditions, une description des états excités du ^{35}Cl par le modèle unifié en couplage intermédiaire semble particulièrement bien adaptée.

Deux calculs du spectre des états de parité positive ont été effectués, d'une part par Castel et al (Ca 70) qui couplent le coeur ^{36}Ar avec un trou de proton dans les orbites $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$ et $1d_{5/2}$, et d'autre part par Bailey et Choudhury (Ba 70) qui couplent le coeur ^{34}S avec un proton dans les orbites $1d_{3/2}$ et $2s_{1/2}$. Notons que dans chacun de ces calculs, aucun terme anharmonique n'a été introduit dans la description du coeur vibrationnel. Ainsi que le montre la figure 5-2, jusqu'à une énergie d'excitation de l'ordre de 3 MeV, les deux spectres théoriques sont assez voisins et en assez bon accord avec le spectre expérimental à l'exception toutefois des premiers niveaux $J^\pi = \frac{5^+}{2}$ et $\frac{7^+}{2}$ où nous pouvons remarquer une inversion. Pour les énergies d'excitation supérieure à 3 MeV, les résultats de Castel et al. semblent mieux reproduire le schéma expérimental, ainsi que le montre la position du premier niveau $J^\pi = \frac{9^+}{2}$ calculé à 4,64 MeV et situé, expérimentalement, à 3,94 MeV. Dans leurs calculs, Bailey et Choudhury ne peuvent reproduire ce niveau, ce résultat étant d'ailleurs probablement dû au fait de négliger l'orbite $d_{5/2}$. Remarquons enfin que les deux spectres prédisent un troisième niveau $J^\pi = \frac{5^+}{2}$ vers 4 MeV d'excitation qui pourrait correspondre au niveau de 4,17 MeV mis en évidence dans nos expériences.

Les probabilités réduites des transitions, B(E2) et B(M1), calculées à partir des deux descriptions précédentes, sont reportées dans le tableau 5-2. Nous pouvons tout de suite constater que l'approximation coeur ^{34}S + proton ne peut reproduire les résultats expérimentaux concernant les 3 premiers niveaux excités, et ceci quels que soient la charge et le facteur gyromagnétique utilisés pour le nucléon. Il semble donc que la description du coeur ^{34}S par une vibration harmonique pure ne soit pas suffisante, ce résultat étant d'ailleurs corroboré par l'étude

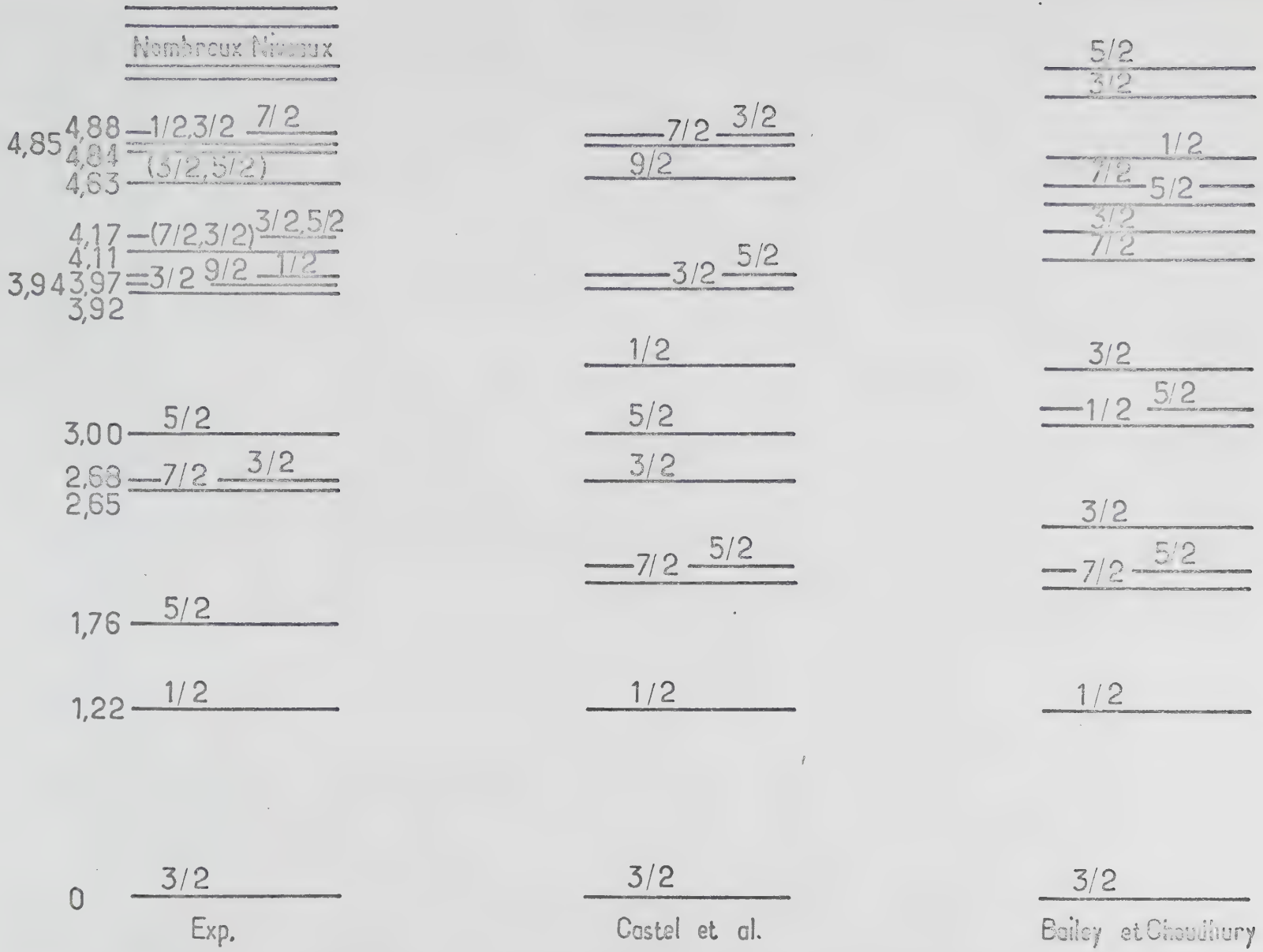


Fig. 5-2 — Spectre expérimental des états de parité positive et spectres calculés dans le modèle à couplage intermédiaire

TABLEAU 5.2

Comparaison des éléments de matrice réduits expérimentaux avec les prévisions du modèle à couplage intermédiaire

E_i	E_f	J_i^π	J_f^π	B(E2) e^2 fm^4				100 x B(M1) μ_N^2				
				Exp	Castel	Bailey et Choudhury		Exp	Castel		Bailey et Choudhury	
					$e_p = e$	$e_p = 2e$	$e_p = e$		$g_s^* = 0,5\ g_s$	2 part. 1 trou	$g_s^* = 0,5\ g_s$	$g_s^* = g_s$
1,22	0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	16 ± 2	21,8	94	56	18 ± 2	10	13	0,08	0,52
1,76	0	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	87 ± 14	53	40	38	0,22 ± 0,05	0,005	15	0,017	1,4
	1,22		$\frac{1}{2}^+$	⩽ 68		106	27,5					
2,65	0	$\frac{7}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	23 ± 5	64	6,4	5					
	1,76		$\frac{5}{2}^+$	20 ± 10	1,36			2,5 ± 0,7	42	20		
3,94	1,76	$\frac{9}{2}^+$	$\frac{5}{2}^+$	39 ± 12	54							
	2,65		$\frac{7}{2}^+$	18 ± 13	8,8			0,25 ± 0,18	1,3			
3,97	0	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	⩽ 13	39,5			⩽ 1,4	10			
	1,22		$\frac{1}{2}^+$					15 ± 5	147			
2,69	0	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	14 ± 3	39,5			11 ± 1	11	9		
	1,22		$\frac{1}{2}^+$	95 ± 50	0,0068			3,6 ± 1,4	36	59		
	1,76		$\frac{5}{2}^+$	58 ± 40	0,034			43 ± 7	34	26		
3,00	0	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	0,75 ± 0,40	2,18			9,7 ± 1,5	7	9		
	1,22		$\frac{1}{2}^+$	⩽ 102	16,3							
	1,76		$\frac{5}{2}^+$	⩽ 127	0,54			⩽ 1,4	33	48		
3,92	0	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	⩽ 102	0,034			⩽ 11	4,5			
	1,76		$\frac{5}{2}^+$	⩽ 430	11,5			⩽ 14	2,15			

g_s = rapport gyromagnétique du nucléon libre

g_s^* = rapport gyromagnétique effectif du nucléon dans le noyau

e_p = charge effective

du spectre des premiers niveaux du ^{34}S, qui montre que les états de particules se situent approximativement à la même énergie que les états de type collectif (Gr 70).

En ce qui concerne le couplage coeur ^{36}Ar et trou de proton, le tableau 5.2 montre que les calculs de Castel et al. (Ca 70) ne peuvent également reproduire les probabilités réduites expérimentales des transitions de multipolarité E2. En particulier, les B(E2) calculés pour les transitions 2694→1219, 2694→1763 et 2646→1763 keV, respectivement 0,034-0,0068 et 1,36 e^2fm^4, sont en complet désaccord avec les valeurs expérimentales 95 ± 50, 50 ± 40 et 20 ± 10 e^2fm^4. Ces différences peuvent s'expliquer en remarquant que le coeur ^{36}Ar ne peut pas être décrit par une vibration harmonique pure, et qu'il est nécessaire d'introduire des termes anharmoniques pour reproduire les propriétés électromagnétiques des premier états excités du noyau ^{36}Ar, notamment les probabilités réduites B(E2), (Th 70), et la valeur (Q = + 0,16 b) du moment quadrupolaire de l'état 2_1^+ (Na 71). Signalons que cette valeur, relativement forte, du moment quadrupolaire, permet de comprendre la forte accélération des transitions 2694 ($\frac{3}{2}^+$) → 1219 ($\frac{1}{2}^+$), 2694 ($\frac{3}{2}^+$) → 1763 ($\frac{5}{2}^+$) et 2646 ($\frac{7}{2}^+$) → 1763 ($\frac{5}{2}^+$) keV. En effet, le couplage de l'état 2_1^+ de l'^{36}Ar avec un trou de proton dans la couche $d_{3/2}$ conduit, dans le noyau ^{35}Cl, à l'existence d'un quadruplet de niveaux de spin et parité $\frac{1}{2}^+$, $\frac{3}{2}^+$, $\frac{5}{2}^+$, $\frac{7}{2}^+$, et, dans ce schéma, les forces des transitions E2 entre les différentes composantes de ce quadruplet sont sensiblement proportionnelles à la valeur du moment quadrupolaire de l'état 2_1^+ (Sh 61).

Pour les transitions M1, l'écart théorique-expérience étant assez important, et ceci malgré l'utilisation d'un facteur gyromagnétique effectif $g_s^* = 0,5\ g_s$, Castel et Johnstone (Ca 71a) ont repris ces calculs en tenant compte d'excitations 2 particules - 1 trou. Leurs résultats, également reportés sur le tableau 5.2, bien qu'étant encore en désaccord avec l'expérience, n'en constituent pas moins une amélioration notable puisqu'aucun paramètre additionnel n'est utilisé.

En conclusion, l'utilisation de deux modèles simples, tels que le modèle de Nilsson, et le modèle à couplage intermédiaire, montre que le noyau ^{35}Cl, tout comme le noyau ^{36}Ar, possède à la fois des caractéristiques de noyaux vibrationnels et de noyaux déformés. Il apparaît donc nécessaire de faire appel à des modèles plus élaborés pour essayer de rendre compte des propriétés de ces noyaux.

2 DESCRIPTION DU ^{35}Cl DANS LE CADRE DU MODELE DES COUCHES

2.2.1 Niveaux de parité positive. Le spectre des niveaux de parité positive a été calculé dans le cadre du modèle des couches à l'aide de différentes approximations. Glaudemans et al. (Gl 64) ont utilisé un coeur inerte de ^{28}Si et les extranucléons dans les orbites $2s_{1/2}$ et $1d_{3/2}$. L'interaction nucléaire résiduelle est prise comme la somme des interactions à deux corps, et les 15 éléments de matrice de base sont ajustés sur les résultats expérimentaux des noyaux compris entre A=28 et 40. Notons que le niveau fondamental et les deux premiers niveaux excités du ^{35}Cl ont été utilisés dans leur processus d'ajustement. Wildenthal et al. (Wi 71a) ont étendu ces calculs en considérant un coeur de ^{16}O et toutes les orbites $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$, $1d_{5/2}$ disponibles pour les extranucléons. De plus, ils utilisent différents hamiltoniens, basés soit sur une interaction réaliste, soit sur l'interaction delta de surface.

Les spectres obtenus pour ces deux espaces de configuration sont reportés sur la figure 5.3, en même temps que le spectre expérimental. Sur cette figure, le spectre calculé par Wildenthal et al. correspond à un hamiltonien (dénoté 12,5 pA par ces auteurs) déterminé à partir d'une interaction réaliste, mais dans lequel, toutefois, sept paramètres sont ajustés sur les résultats expérimentaux entre A = 34 - 38. Le choix de cet hamiltonien 12,5 pA nous a été dicté par la comparaison des résultats théoriques et expérimentaux concernant les probabilités réduites des transitions électromagnétiques. Nous noterons cependant que les spectres obtenus à partir d'autres hamiltoniens sont, en général, assez voisins de celui représenté sur la figure 5.3, à l'exception du spectre obtenu avec l'interaction delta de surface qui ne peut reproduire le premier niveau $J^{\pi} = \frac{9^+}{2}$ à une énergie suffisamment basse.

L'examen de la figure 5.3 montre, pour chacun des deux spectres théoriques, un bon accord avec l'expérience jusqu'à une énergie d'excitation de 3 MeV. De même, l'absence de niveaux entre 3 et 4 MeV d'excitation est également observée pour ces deux approximations. Au-dessus de 4 MeV, l'influence de la couche $d_{5/2}$ semble devenir importante, et nous pouvons constater, en comparant les densités de niveaux, un meilleur accord pour le spectre calculé dans l'espace (s-d) complet. De plus, sur ce spectre, nous pouvons trouver une correspondance théorie-expérience pour au moins douze niveaux. Les niveaux à E_x = 4,17 ($J = \frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$) et 4,85 MeV ($J = \frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$), mis en évidence dans ce travail, pourraient être les troisièmes niveaux $\frac{5^+}{2}$ et $\frac{1^+}{2}$ prédits, dans ce modèle, respectivement à 5,02 et 5,68 MeV. Les niveaux à E_x = 4,11 et 4,88 MeV, proposés respectivement $J = (\frac{7}{2}, \frac{3}{2})$

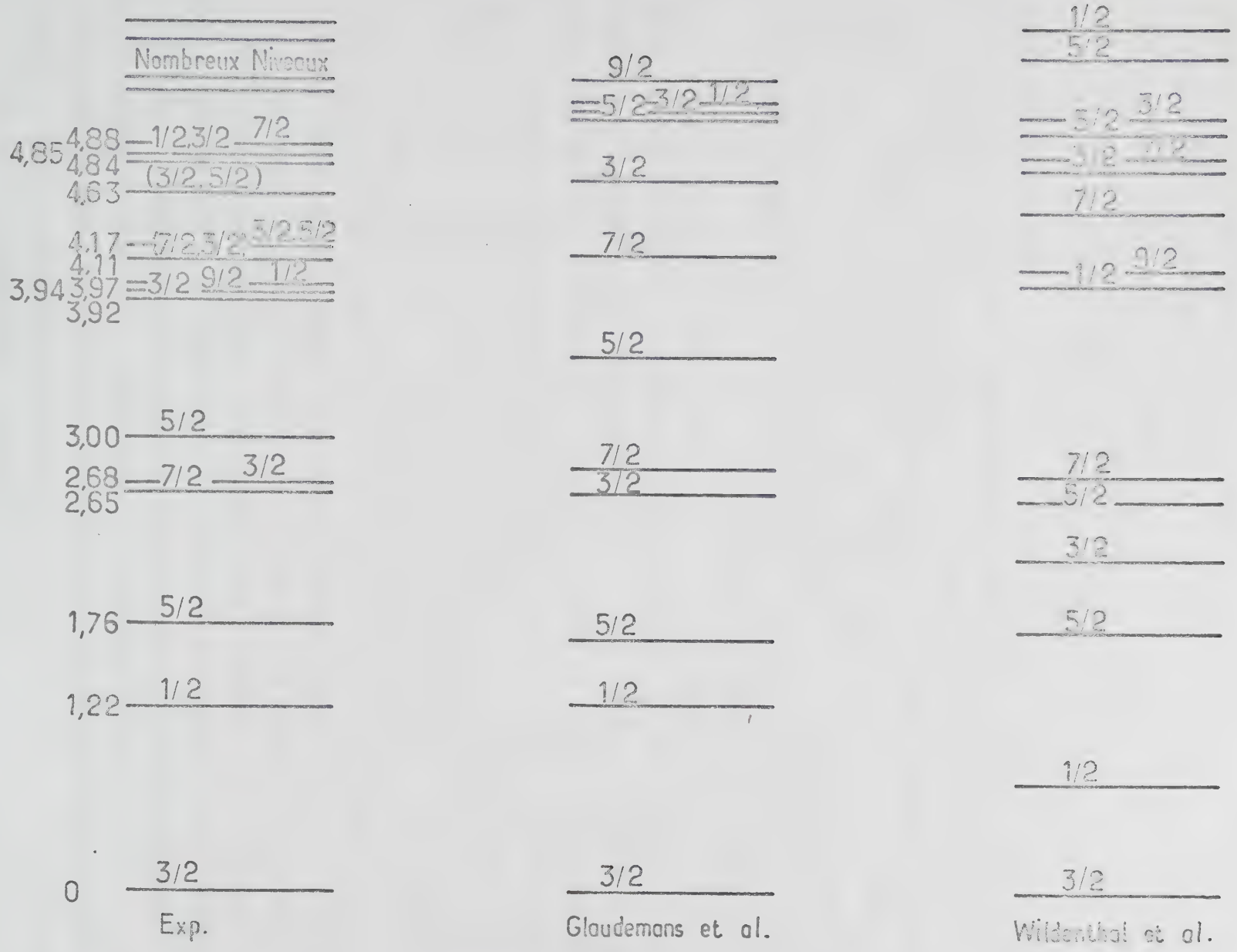


Fig. 5.3 — Spectre expérimental des états de parité positive et spectres calculés dans le modèle des couches

et $\frac{7}{2}$ par Hooton et al. (Ho 70b) pourraient être les deuxième et troisième niveaux $\frac{7^+}{2}$ prédits à 4,47 et 4,84 MeV.

Les probabilités réduites B(E2) et B(M1) des transitions électromagnétiques entre les états de parité positive, calculées par Wildenthal et al. (Wi 71a) pour les trois hamiltoniens dénotés 12,5 p + ^{17}O ; 11,0h + a SPE et 12,5 pA, sont présentées sur le tableau 5.3. Les hamiltoniens 12,5 p + ^{17}O et 11,0h + a SPE, construits à partir de la même interaction réaliste, diffèrent par le paramètre d'oscillateur harmonique $\hbar\omega$ = 12,5 ou 11,0 MeV, par le processus de renormalisation, et par le choix des énergies de liaison des différentes orbites des extranucléons. Pour l'hamiltonien 12,5 p + ^{17}O (pas de paramètres) les énergies de liaison sont prises sur le spectre expérimental du noyau ^{17}O, et pour l'hamiltonien 11,0h + a SPE, ces énergies sont considérées comme trois paramètres ajustables. Enfin, nous remarquerons que les forces des transitions E2 sont calculées en supposant une charge effective additionnelle 0,5 e du nucléon, tandis que les forces des transitions M1 sont obtenues en utilisant les moments magnétiques du proton et du neutron libres.

A l'exception de la transition 3,00 → 0 MeV où nous notons un désaccord, d'un ordre de grandeur, avec l'expérience, le tableau 5.3 montre que les probabilités réduites B(E2) expérimentales sont, dans l'ensemble, bien reproduites par ces calculs, et ceci quel que soit l'hamiltonien utilisé. Par contre, les probabilités réduites B(M1) théoriques montrent une meilleure sensibilité aux différentes interactions essayées. Ainsi, les hamiltoniens 12,5 p + ^{17}O et 11,0h + a SPE ne peuvent reproduire les probabilités expérimentales, alors qu'un bon accord est obtenu pour l'hamiltonien 12,5 pA.

En conclusion, nous noterons donc le succès du modèle des couches pour rendre compte des propriétés des états excités de parité positive du noyau ^{35}Cl. Un autre résultat important de cette comparaison théorie-expérience est que les spectres et les probabilités réduites B(E2) sont, en général, assez peu sensibles aux différentes interactions résiduelles essayées, alors, qu'au contraire, les probabilités réduites B(M1) se révèlent être très sensibles. Enfin, nous remarquerons que des calculs semblables du modèle des couches, effectués (Ha 71) pour les noyaux du début de la couche (s-d), conduisent aux mêmes conclusions. Les résultats de cette discussion montrent donc l'intérêt de mesurer les forces des transitions M1 avec une bonne précision expérimentale, c'est-à-dire de déterminer les rapports d'embranchement, les vies moyennes et les coefficients de mélange multipolaire avec les plus faibles erreurs possibles.

TABLEAU 5-3

Comparaison des éléments de matrice expérimentaux avec les prévisions du modèle des couches

E_i MeV	E_f MeV	J_i	J_f	B(E2) e^2 fm^4				100 x B(M1) μ_N^2			
					Théorie				Théorie		
				Exp	12,5 P + ^{17}O	11,0 h +a SPE	12,5 pA	Exp	12,5 P + ^{17}O	11,0 h +a SPE	12,5 pA
1,22	0	$(\frac{1}{2})_1$	$(\frac{3}{2})_1$	16±2	6,6	10,2	16,9	18±2	27	16	22
1,76	0	$(\frac{5}{2})_1$	$(\frac{3}{2})_1$	87±14	77,5	74,4	67	0,22±0,05	1,2	0,0	0,18
	1,22		$(\frac{1}{2})_1$	≤ 68	18,5	29,2	24,6				
2,65	0	$(\frac{7}{2})_1$	$(\frac{3}{2})_1$	23±5	30,7	29,7	27,7				
	1,76		$(\frac{5}{2})_1$	20±10	34,4	23,6	26,1	2,5 ±0,7	9,5	4,3	6,9
3,94	1,76	$(\frac{9}{2})_1$	$(\frac{5}{2})_1$	39±12	52,0	63,1	61,7				
	2,65		$(\frac{7}{2})_1$	18±13	29,2	34,0	25,6	0,25±0,18	0,013	0,26	1,2
3,97	0	$(\frac{1}{2})_2$	$(\frac{3}{2})_1$	≤ 13	11,8	13,2	6,3	≤ 1,4	11	12	5
	1,22		$(\frac{1}{2})_1$					15±5	75	74	19
	1,76		$(\frac{5}{2})_1$	≤ 12	0,4	2,7	0,3				
2,69	0	$(\frac{3}{2})_2$	$(\frac{3}{2})_1$	14±3	23,3	21,1	8,8	11±1	30	17	13
	1,22		$(\frac{1}{2})_1$	95±50	67,5	63,9	62,5	3,6 ±1,4	23	11	8,4
	1,76		$(\frac{5}{2})_1$	58±40	7,5	16,5	21,8	43±7	39	45	48
3,00	0	$(\frac{5}{2})_2$	$(\frac{3}{2})_1$	0,75±0,40	4,9	11,3	7,1	9,7 ±1,5	27	17	18
	1,22		$(\frac{1}{2})_1$	≤ 102	51,2	36,4	41,9				
	1,76		$(\frac{5}{2})_1$	≤ 127	0,2	2,3	0,9	≤ 1,4	8,8		0,12
3,92 a)	0	$(\frac{3}{2})_3$	$(\frac{3}{2})_1$	≤ 102	2,6	3,3	2,9	≤ 11	29	20	5,5
	1,76		$(\frac{5}{2})_1$	≤ 430	39,6	24,3	28,7	≤ 14	6,2	5,3	0,1
4,17 b)	0	$(\frac{5}{2})_3$	$(\frac{3}{2})_1$	≤ 7	3,1	3,2	7,4	≤ 0,8	0,16	3,6	0,024
	1,22		$(\frac{1}{2})_1$	≤ 2	0,6	0,1	0,3				

a) Parité inconnue, supposée positive

b) $J^\pi = \frac{5^+}{2}$ supposé pour ce niveau

5.2.2 Niveaux de parité négative. Deux approches du spectre des états de parité négative du ^{35}Cl ont été effectuées, également dans le cadre du modèle des couches. En supposant un coeur inerte de ^{32}S, Erné (Er 66a) admet toutes les configurations $(1d_{3/2})^2\ 1f_{7/2}$, et ajuste les éléments de matrice à deux corps, par la méthode des moindres carrés, sur les résultats expérimentaux des noyaux A = 33 à 41. Ces calculs ont été poursuivis par Maripuu et Hokken (Ma 70), qui utilisent les configurations $(1d_{3/2})^2\ 1f_{7/2}$ et $(1d_{3/2})^2\ 2p_{3/2}$. Les éléments de matrice à deux corps sont déterminés à partir de l'interaction delta de surface, et les paramètres de l'interaction sont obtenus par moindre carrés sur les résultats expérimentaux concernant les niveaux connus du ^{35}Cl, notamment les niveaux E_x = 3,16 MeV ($\frac{7^-}{2}$) et 4,18 MeV ($\frac{3^-}{2}$).

Les spectres obtenus pour ces deux espaces de configurations sont présentés sur la figure 5.4 en même temps que le spectre expérimental. Le premier résultat positif est que les niveaux analogues à E_x = 7,55 MeV ($J^\pi = \frac{7^-}{2}$, $T = \frac{3}{2}$) et E_x = 7,85 MeV ($J^\pi = \frac{3^-}{2}$, $T = \frac{3}{2}$), ainsi que les niveaux antianalogues à E_x = 3,16 MeV ($J^\pi = \frac{7^-}{2}$, $T = \frac{1}{2}$) et E_x = 4,18 MeV ($J^\pi = \frac{3^-}{2}$, $T = \frac{1}{2}$), sont bien reproduits par le calcul de Maripuu et Hokken. De même, ainsi que le montre le tableau 5.4, les probabilités des transitions M1 entre ces états analogues et antianalogues, calculées par ces auteurs, sont, compte tenu des erreurs expérimentales, en très bon accord avec les probabilités mesurées. Le second résultat positif est que chacune de ces deux approximations prévoit un certain nombre de niveaux de spin élevé et de parité négative à des énergies d'excitation comprises entre 4 et 6 MeV. Ainsi, le niveau $J^\pi = \frac{9^-}{2}$, probablement situé à 4,35 MeV est

TABLEAU 5-4

Transitions gamma entre états analogues et antianalogues

Transition	$J^\pi, T \rightarrow J^\pi, T$	$\lvert M(M1) \rvert^2$ u.W.	
		Expérience [a]	Théorie (Ma 70)
7546 → 3162	$\frac{7^-}{2}, \frac{3}{2} \rightarrow \frac{7^-}{2}, \frac{1}{2}$	2,5 ± 0,9	1,63
7834 → 4177	$\frac{3^-}{2}, \frac{3}{2} \rightarrow \frac{3^-}{2}, \frac{1}{2}$	0,9 ± 0,3	1,12

[a] Calculés à partir de nos résultats expérimentaux, des résultats de Bruynesteyn (Br 71) et des mélanges multipolaires mesurés par Watson et al. (Wa 67)

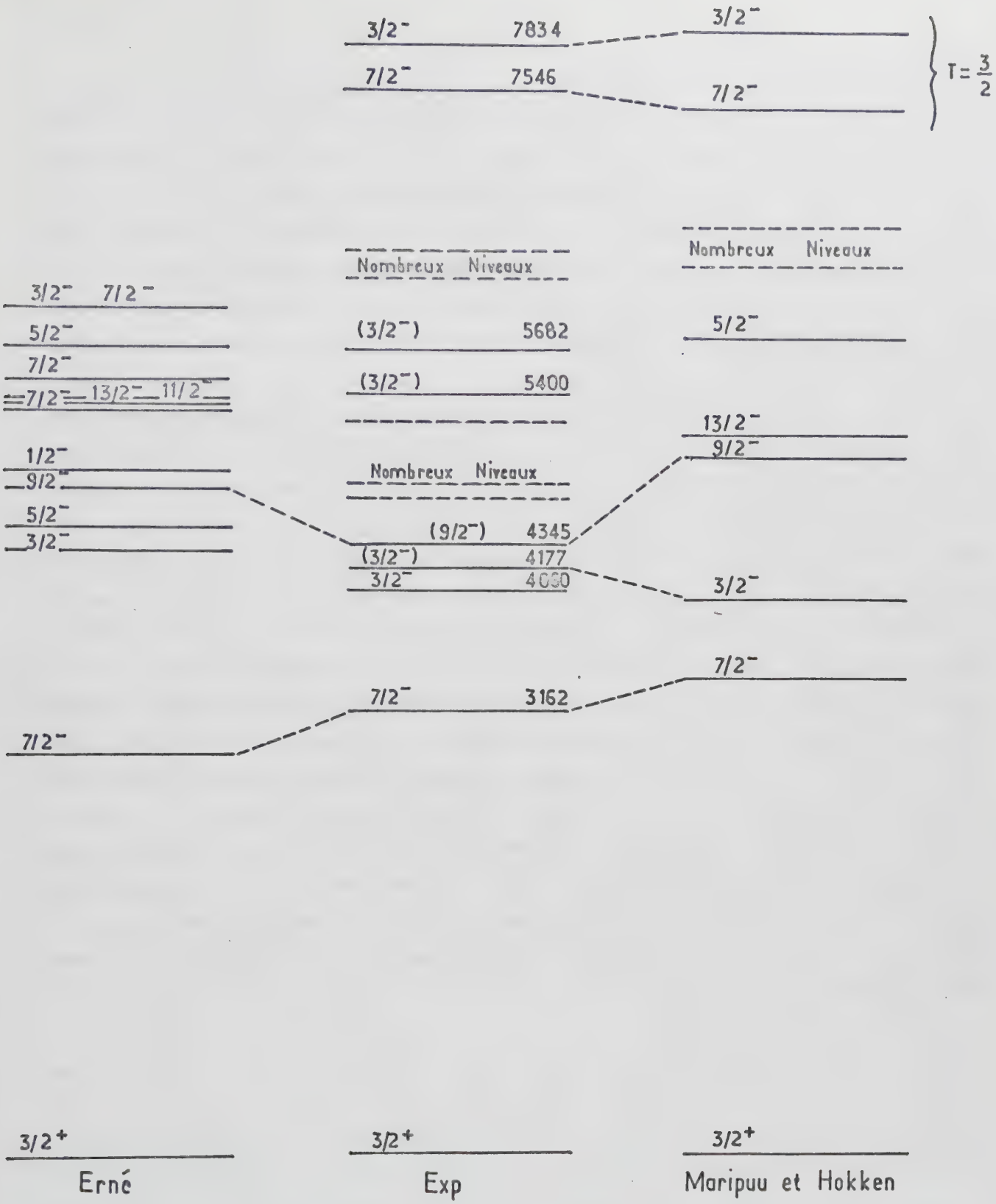


Fig. 5-4

Spectre expérimental des états de parité négative et spectres calculés dans le modèle des couches

calculé à 4,97 MeV par Maripuu et Hokken, et à 4,76 MeV par Erné. Afin d'étendre la comparaison théorie-expérience et de vérifier la validité de ces modèles, il serait donc intéressant de poursuivre ce travail expérimental en déterminant les spin et parité des niveaux observés dans ce domaine d'énergie. Par contre, chacun de ces modèles ne peut reproduire qu'un seul niveau $J^{\pi} = \frac{3}{2}^{-}$ vers 4 MeV d'excitation, alors que sur le spectre expérimental nous pouvons constater la présence de deux de ces niveaux, situés respectivement à 4,06 MeV et 4,18 MeV. Il semble donc que de nouvelles configurations soient nécessaires pour expliquer ce désaccord.

Les éléments de matrice réduits des transitions associées aux états de parité négative, reportés sur le tableau 4.6, n'ont pas été calculés dans les deux modèles précédents. Ainsi que nous l'avons déjà remarqué lors de l'exposé des résultats expérimentaux, les transitions E1 sont, en général, fortement retardées, notamment les transitions 3,16 → 2,65 MeV et 4,18 → 1,76 MeV, pour lesquelles $|M(E1)|^2 < 2.10^{-5}$ u.W., et surtout la transition 3,16 → 1,76 MeV où nous avons $|M(E1)|^2 < 10^{-8}$ u.W. La forte interdiction de cette transition, depuis longtemps observée par Taras (Ta 66), ne peut s'expliquer, dans le modèle unifié à couplage fort, par les règles d'interdiction entre différentes bandes de rotation (Ta 66). Par contre, Prosser et Harris (Pr 71) ont remarqué que cette transition était rigoureusement interdite dans le cas où les deux niveaux 3,16 et 1,76 MeV sont décrits dans le schéma $(1d_{3/2})^n$ $(1f_{7/2})$. Cependant, si l'utilisation de cet espace restreint semble suffisant pour décrire le niveau de 3,16 MeV les résultats de Wildenthal et al. (Wi 71a) montrent que les propriétés du niveau de 1,76 MeV ne peuvent s'expliquer qu'en tenant compte de la couche $(1d_{5/2})$, et, dans ce cas, la transition entre les niveaux 3,16 MeV et 1,76 MeV devient permise.

RESUME ET CONCLUSION

L'étude des propriétés des états excités du noyau ^{35}Cl a été entreprise à l'aide de la réaction de capture radiative de protons. De nombreuses résonances ont été observées dans le domaine d'énergie E_p = 700 keV à 2100 keV, et les mesures des énergies, forces, et rapports d'embranchements ont conduit à limiter les possibilités de spin et parité des niveaux résonnants correspondants. Parmi toutes ces résonances, une résonance forte, située à E_p = 1510 keV, déjà identifiée comme une résonance isobarique analogue, s'est révélée être un doublet, avec la possibilité d'une structure encore plus complexe. Les schémas de désexcitation gamma de 48 résonances, obtenus dans de bonnes conditions expérimentales (forte intensité du faisceau, détecteur gamma Ge(Li) de 60 cm^3 et de faible bruit de fond sur les spectres) ont permis de préciser le schéma des niveaux liés du ^{35}Cl jusqu'à environ 6 MeV d'excitation et de mettre en évidence l'existence de plusieurs nouveaux niveaux. Les éléments de matrice réduits des différentes transitions électromagnétiques associées aux premiers niveaux excités ont été obtenus à partir des mesures d'énergies, rapports d'embranchement et de vies moyennes, et, en fonction de ces résultats, les spin et parité de quelques niveaux liés ont été discutés.

L'ensemble de nos résultats expérimentaux est comparé aux prévisions des différents modèles proposés pour la description du noyau ^{35}Cl. Ainsi, l'utilisation du modèle de Nilsson, compte tenu des mélanges de bandes dus au couplage de Coriolis, reproduit correctement les propriétés des premiers niveaux de spin et parité $J^\pi = \frac{3}{2}^+$, $\frac{5}{2}^+$, $\frac{7}{2}^+$ et $\frac{9}{2}^+$. Toutefois, les calculs effectués dans ce modèle sont très limités et nécessiteraient d'être poursuivis. De même, le modèle unifié, dans l'approximation du couplage intermédiaire, dont on pourrait penser qu'il est particulièrement bien adpaté à la description du noyau ^{35}Cl, étant donné les caractères vibrationnels des noyaux pairs-pairs voisins, n'a conduit qu'à des résultats très qualitatifs, même en tenant compte d'une éventuelle polarisation du coeur. Par contre, les calculs du modèle des couches, effectués à partir d'un coeur ^{16}O et de l'espace (s-d) complet des fonctions d'onde, ont montré des résultats très encourageants, le spectre des états de parité positive, et les probabilités réduites des transitions électromagnétiques étant, en général, en excellent accord avec l'expérience. Cette confrontation de nos résultats avec le modèle des couches souligne également l'importance des transitions de multipolarité M1, dont les forces apparaissent comme très sensibles au choix des différentes interactions résiduelles. Enfin, en ce qui concer-

ne les états de parité négative, de bons résultats sont obtenus dans le cadre du modèle des couches, à partir d'espaces de configurations relativement restreints. Toutefois, l'existence de deux niveaux de spin et parité $J^{\pi} = \frac{3^-}{2}$ vers 4 MeV d'excitation, ainsi que les fortes interdictions des transitions E1 observées expérimentalement dans ce noyau, restent encore inexpliquées.

En conclusion, les résultats obtenus dans ce travail expérimental sur le noyau ^{35}Cl confirment le fait que les noyaux de la fin de la couche (s-d) peuvent difficilement être décrits à l'aide de modèles simples de type collectif, et qu'il est nécessaire d'utiliser des modèles plus élaborés, tel que le modèle des couches avec mélange de configurations. En effet, ce modèle a permis de rendre compte de la plupart des propriétés des états excités du noyau ^{35}Cl. Néanmoins, ainsi que le notent Wildenthal et al. (Wi 71b), l'insuffisance des résultats expérimentaux rend encore difficile le choix d'une interaction résiduelle, et montre donc l'intérêt de poursuivre des travaux analogues sur les états excités des noyaux de la couche (s-d).

BIBLIOGRAPHIE

Aj 71 F. Ajzenberg-Selove - Nucl. Phys. A 166 (1971) 1

Al 70 M.M. Aléonard et al. - Nucl. Phys. A 146 (1970) 90

An 60 Yu.P. Antuf'ev et al. - Izv. Akad. Nauk, SSSR (ser. fiz.) 24 (1960) 877

An 61 Yu.P. Antuf'ev et al. - Izv. Akad. Nauk, SSSR (ser. fiz.) 25 (1961) 265

An 69 A.E. Antropov et al. - Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. 33 (1969) 1576

Ar 66 R. Arvieu et S.A. Moszkowski - Phys. Rev. 145 (1966) 830

Ar 68 A. Arima, S. Cohen, R.D. Lawson et M.H. Macfarlane - Nucl. Phys. A 108 (1968) 94

Az 68 R.E. Azuma, N. Anyas-Weiss et A.M. Charlesworth - Nucl. Phys. A 109 (1968) 577

Ba 69 G.C. Ball, W.G. Davies et F. Ingebretsen - Proc. Int. Conf. on Properties of Nuclear States, Montréal, 1969, ed. M. Harvey (Les Presses de l'Université, Montréal, 1969)

Ba 70 F.G. Bailey et D.C. Choudhury - Nucl. Phys. A 144 (1970) 628

Ba 71 R.D. Barton, J.S. Wadden, A.L. Carter et H.L. Pai - Can. J. Phys. 49 (1971) 971

Bl 66 A.E. Blaugrund - Nucl. Phys. 88 (1966) 501

Bo 52 A. Bohr - Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 26 (1952) n° 14

Bo 53 A. Bohr et B. Mottelson - Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk, 27 (1953) n°16

Bo 62 E.C. Booth et K.A. Wright - Nucl. Phys. 35 (1962) 472

Br 71 W. Bruynesteyn - Thèse, Utrecht, 1971

Br 72 C. Broude, J.S. Forster et F. Ingebretsen - Nucl.Phys. A192 (1972) 291

Ca 70 B. Castel, K.W.C. Stewart et M. Harvey - Can. J. Phys. 48 (1970) 1490

Ca 71a B. Castel et I.P. Johnstone - Can. J. Phys. 49 (1971) 1641

Ca 71b J.M.G. Garaça, R.D. Gill, P.B. Johnson et H.J. Rose - Nucl. Phys. A 176 (1971) 273

Ch 54 D.C. Choudhury - Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 28 (1954) n° 4

Da 67 D.A.E. Darwish et al. - Zeits. f. Phys. 205 (1967) 8

Da 69 N.E. Davidson et al. - Phys. Rev. 182 (1969) 1168

Du 63 J. Dubois, Chalmers Tekn. Högsk. Handl. (1963) n° 266

Du 69 D.D. Duncan, K.H. Buerger, R.L. Place et B.D. Kern - Phys. Rev. 185 (1969) 1515

En 56 P.M. Endt, C.H. Paris, A. Sperduto et W.W. Buechner, Phys. Rev. 103 (1956) 961

En 66 G.A.P. Engelbertink et P.M. Endt - Nucl. Phys. 88 (1969) 12

En 67 P.M. Endt et C. Van der Leun - Nucl. Phys. A 105 (1967) 1

En 68 P.M. Endt - Proc. third Symp. on the structure of Low-Medium Mass Nuclei, Kansas, 1968, ed. J.P. Davidson (University Press of Kansas, Lawrence and London, 1968) p. 73

En 69 P.M. Endt - Nuclear Isospin, ed. J.D. Anderson, S.D. Bloom, J. Cerny et W.W. True (Academic Press, New York, 1969) p. 51

Er 66a F.C. Erné - Nucl. Phys. 84 (1966) 91

Er 66b F.C. Erné - Nucl. Phys. 84 (1966) 241

Fr 69 J.B. French, E.C. Halbert, J.B. McGrory et S.S.M. Wong - Advances in Nuclear Physics, Vol. 3 (M. Barenger et E. Vogt eds.), Plenum Press, New York (1969)

Gl 64 P.W.M. Glaudemans, G. Wiechers et P.J. Brussaard - Nucl. Phys. 56 (1964) 529 et 548

Gl 67 P.W.M. Glaudemans, P.J. Brussaard et B.H. Wildenthal - Nucl. Phys. A 102 (1967) 593

Gr 69 A. Graue et al. - Nucl. Phys. A 136 (1969) 577

Gr 70 M.W. Greene et al. - Nucl. Phys. A 148 (1970) 351

Ha 62 T. Hamada et I.D. Johnstone - Nucl. Phys. 34 (1962) 382

Ha 63 N. Hazewindus, W. Lourens, A. Scheepmaker et A.H. Wapstra - Physica 29 (1963) 681

Ha 69 O. Häusser, D. Pelte et T.K. Alexander - Can. J. Phys. 47 (1969) 1065

Ha 70 G.I. Harris et J.J. Perrizo - Phys. Rev. C2 (1970) 1347

Ha 71 E.C. Halbert, J.B. McGrory, B.H. Wildenthal et S.P. Pandya - Advances in Nuclear Physics, Vol. 4 (M. Baranger et E. Vogt eds.), Plenum Press, New York (1971)

Ho 66 J.H. Hough et W.L. Mouton - Nucl. Phys. 76 (1966) 248

Ho 69 B.W. Hooton - Bull. Am. Phys. Soc. 14 (1969) 626

Ho 70a P. Holmberg et A. Kiuru - Comment. Phys. Math. 40 (1970) 135

Ho 70b B.W. Hooton, O. Häusser, F. Ingebretsen et T.K. Alexander - Can. J. Phys. 48 (1970) 1259

In 69 F. Ingebretsen, T.K. Alexander, O. Häusser et D. Pelte - Can. J. Phys. 47 (1969) 1295

In 70 F. Ingebretsen, C. Broude et J.S. Forster - Phys. Lett. 31 B (1970) 297

Ko 65 E.G. Kopanets, A.A. Koval', L.N. Sukhotin et S.P. Tsytko - Izv. Akad. Nauk, SSSR (ser. fiz.) 29 (1965) 1201

Ko 66a E.G. Kopanets et al. - Izv. Akad. Nauk, SSSR (ser. fiz.) 30 (1966) 407

Ko 66b E.G. Kopanets et al. - Ukrain. Fiz. Zh. 11 (1966) 929

Ko 67a E.G. Kopanets et al. - Sov. J. of Nucl. Phys. 6 (1967) 233

Ko 67b E.G. Kopanets et al. - Izv. Akad. Nauk, SSSR (ser. fiz.) 31 (1967) 631

Ku 64 J. Kuperus - Physica 30 (1964) 899

Le 67 C.M. Lederer, J.M. Hollander et I. Perlman - Table of Isotopes, 6th edition (Wiley, New York, 1967)

Le 68 F.D. Lee et D.D. Watson - Bull. Am. Phys. Soc. 13 (1968) 675

Li 63 J. Lindhard, M. Scharff et G.E. Schiott - Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 33 (1963) n° 14

Ma 66 J.B. Marion - Revs. Mod. Phys. 38 (1966) 660

Ma 70 S. Maripuu et G.A. Hokken - Nucl. Phys. A 141 (1970) 481

Mo 70 B.A. Morrison - Nucl. Phys. A 140 (1970) 97

Na 71 K. Nakai, F.S. Stephens et R.M. Diamond - Phys. Lett. 34B (1971) 389 et J.L. Québert - Communication privée

Ni 55 S.G. Nilsson - Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 29 (1955) n° 16

Ni 69 D.B. Nichol, D.C. Hensley et P.H. Nettles - Bull. Am. Phys. Soc. 14 (1969) 1173

Po 72 A.R. Poletti, J.E. Brock et I.A. Luketina - Bull. Am. Phys. Soc. 17 (1972) 91

Pr 71 F.W. Prosser et G.I. Harris - Phys. Rev. C4 (1971) 1611

Ro 70 M.L. Roush, L.A. West et J.B. Marion - Nucl. Phys. A 147 (1970) 235

Ru 68 M.L. Rustgi, J.G. Lucas et S.N. Mukherjee - Nucl. Phys. A 117 (1968) 321

Sh 61 A. de Shalit - Phys. Rev. 122 (1961) 1530

Sh 63 A. de Shalit et I. Talmi - Nuclear Shell Theory (Academic Press, New York, 1963)

Sk 66 S.J. Skorka, J. Hertel et T.N. Retz-Schmidt - Nuclear Data A2 (1966) 347

So 72 M. Soyeur et A.P. Zuker - Communication privée

Ta 65 F. Tabakin - Ann. of Phys. 30 (1964) 51

Ta 66 P. Taras - Can. J. Phys. 44 (1966) 1563

Ta 67 P. Taras, L.W. Oleksiuk, R.E. Azuma et J.D. Prentice - Phys. Rev. 164 (1967) 1386

Ta 69 P. Taras et J. Matas - Can. J. Phys. 47 (1969) 1605

Ta 70 P. Taras et J. Matas - Can J. Phys. 48 (1970) 603

Th 70 J.P. Thibaud - Thèse, Université de Bordeaux, 1970

Va 72 R.J. Van Reenen, W.J. Naudé et W.L. Mouton - Nucl. Phys. A 183 (1972) 651

Wa 66a D.D. Watson - Phys. Lett. 22 (1966) 183

Wa 66b D.D. Watson - Rev. Sci. Instr. 37 (1966) 1605

Wa 67 D.D. Watson, J.C. Manthuruthil et F.D. Lee - Phys. Rev. 164 (1967) 1399

Wa 71 A.H. Wapstra et N.B. Gove-Nuclear-Data A 9 (1971) 269

Wh 72a R.R. Whitehead et A. Watt - Phys. Lett. 41 B (1972) 7

Wh 72b R.R. Whitehead - Nucl. Phys. A 182 (1972) 290

Wi 71a B.H. Wildenthal, E.C. Halbert, J.B. McGrory et T.T.S. Kuo - Phys. Rev. C 4 (1971) 1266 et Phys. Lett. 32 B (1970) 339

Wi 71b B.H. Wildenthal, J.B. McGrory, E.C. Halbert et H.D. Graber - Phys. Rev. C 4 (1971) 1708

Wi 71c W.J. Wiesehahn - Can. J. Phys. 49 (1971) 2396

Vu et approuvé

Talence, le

Pour le Président de l'Université de Bordeaux I

Le Vice-Président